

01;07

К вопросу о фокусировке сферической рентгеновской волны при обратном рассеянии двухосно-изогнутым кристаллом

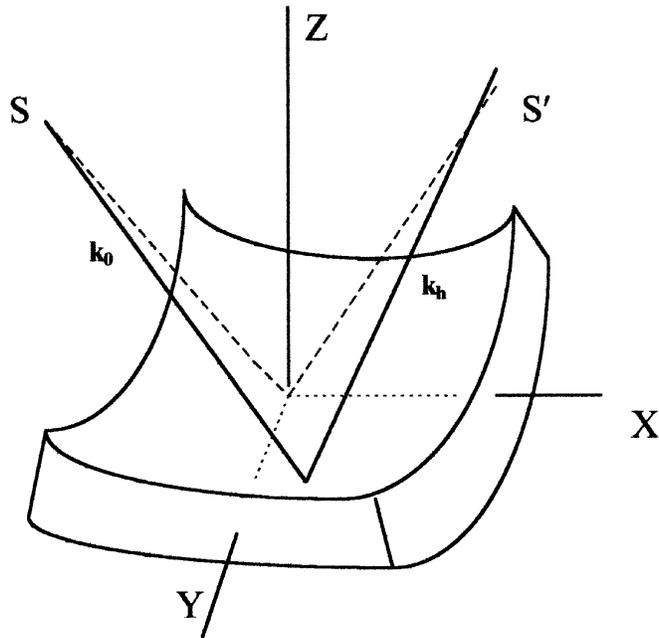
© Т. Чен

Московская государственная академия
тонкой химической технологии им. М.В. Ломоносова
E-mail: docent65@mtu-net.ru, ttchen@e-mail.ru

Поступило в Редакцию 17 сентября 2001 г.

Показано, что при падении сферической рентгеновской волны на двухосно-изогнутый кристалл под брэгговским углом $\theta_B \approx \pi/2$ происходит независимая дифракция в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Получена аналитическая формула для размера области дифракционного отражения при обратном рассеянии. Уточнено аналитическое выражение для распределения интенсивности вблизи двумерного фокуса.

Двумерная (точечная) дифракционная фокусировка сферической рентгеновской волны с помощью двухосно-изогнутых кристаллов исследовалась теоретически [1–4] и экспериментально [5] в связи с возможностью получения светосильных пучков. По сравнению с одноосно (цилиндрически) изогнутыми кристаллами двухосный изгиб позволяет увеличить светосилу за счет дифракционного сжатия пучка в двух плоскостях. В настоящее время в связи с созданием новых мощных источников синхротронного излучения рентгеновская фокусирующая оптика на основе изогнутых кристаллов в сочетании с брэгг-френелевской оптикой может получить свое дальнейшее развитие.



Геометрия фокусировки сферической рентгеновской волны двухосно-изогнутым кристаллом. S — точечный источник, S' — его изображение.

В данной работе дифракционное обратное отражение сферической волны от двухосно-изогнутого кристалла рассматривается как два независимых обратных отражения в двух перпендикулярных плоскостях. С точки зрения возможности получения светосильных пучков обратное рассеяние расходящегося пучка от двухосно-изогнутого кристалла является одним из самых идеальных вариантов фокусировки. Влияние геометрических aberrаций при обратном рассеянии можно свести к минимуму.

Покажем, что при обратном отражении от изогнутого кристалла заметно расширяется размер поверхности, дифракционно отражающей излучение, по сравнению со случаем $\theta_B < \pi/2$. Рассмотрим брэгговское отражение волны от изогнутого кристалла (см. рисунок) на основе геометрической оптики аналогично тому, как это было сделано в [6]. В отличие от [6] учтем члены до $\sim x^4$ включительно. Примем во вни-

мание, что дифракционное отражение является когерентным и упругим, т.е. $\mathbf{k}_0 + \mathbf{h} = \mathbf{k}_h$, $k_0^2 = k_h^2 = k^2$, $h_0 = 2k \sin \theta_B$. Здесь $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 - \nabla(\mathbf{h}_0 \mathbf{u})$, \mathbf{h}_0 и \mathbf{h} — векторы обратной решетки неизогнутого и изогнутого кристаллов соответственно, \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_h — волновые векторы падающей и дифрагированной волн, $\mathbf{u}(-xz/R_x, -yz/R_y, x^2/R_x + y^2/R_y)$ — вектор смещения отражающих плоскостей кристалла при упругом изгибе.

Тогда угловая полуширина $\Delta\theta$ кривой обратного брэгговского отражения

$$\Delta\theta_x = \left| 2x^2/R_x L_0 + x^2/L_0^2 + x^2/R_x^2 + x^4/2R_x^2 L_0^2 - 3x^4/4L_0^4 - x^4/R_x^3 L_0 - 3x^4/4R_x^4 \right|^{1/2}. \quad (1)$$

Аналогичное (1) выражение получается и для $\Delta\theta_y$ с заменой $x \rightarrow y$. Из (1) видно, что для плоской волны ($L_0 \gg R_x$)

$$\Delta\theta_x \cong \left| x^2/R_x^2 - 3x^4/4R_x^4 \right|^{1/2}. \quad (2)$$

Пренебрегая в случае $x^2/R_x^2 \ll 1$ членом четвертой степени в (2), получим размер поверхности кристалла, обратно отражающей плоскую волну:

$$x_{eff,pl.} \cong R_x \Delta\theta = R_x |\chi_{hr}|^{1/2}, \quad (3)$$

и аналогично в направлении Y :

$$y_{eff,pl.} \cong R_y |\chi_{hr}|^{1/2}. \quad (4)$$

Из формул (3), (4) видно, что обратное рассеяние от двухосно-изогнутого кристалла позволяет увеличить светосилу пучка в $|\chi_{hr}|^{-1}$ раз по сравнению со случаем $\theta_B \neq \pi/2$.

Для сферической волны вместо (3), (4) получим:

$$x_{eff} \approx \Delta\theta/(1/L_0 + 1/R_x), \quad y_{eff} \approx \Delta\theta/(1/L_0 + 1/R_y). \quad (5)$$

Динамическая теория брэгговской дифракции рентгеновского излучения в полубесконечных упругоизогнутых кристаллах, развитая в [7,8], дает следующее выражение для интенсивности дифрагированной волны в точке ξ_p, y_p вблизи двумерного фокуса:

$$I_h(\xi_p, y_p) \sim |J_1(t_x)/t_x|^2 |J_1(t_y)/t_y|^2 \Theta(t_x) \Theta(t_y). \quad (6)$$

Здесь введены следующие обозначения: $J_1(t)$ — функция Бесселя первого порядка действительного аргумента,

$$t_x = \xi_p \sigma_h / \alpha_{h,x} L_{h(0)}, \quad t_y = y_p \sigma_h / \alpha_{h,y} L_{h(0)}, \quad (7)$$

$\sigma_h = \varkappa \chi_h / 4 \cos \theta_B$, $\varkappa = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны падающего излучения, χ_h — фурье-компонента рентгеновской поляризуемости, $L_{h(0)}$ — расстояние от кристалла до изображения точечного источника, $\Theta(t)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

В выражении (6) опущены множители, не зависящие от координат (ξ_p, y_p) . Согласно формуле (6), распределение интенсивности вдоль оси Y выражается функцией Бесселя, а не функцией $(\sin t/t)^2$, как в [9].

Положив в (7) $t_{x,y} \approx \pi$, получим размеры фокуса в двух направлениях:

$$\Delta \xi_p \cong 2\Lambda \cos \theta_B |1 - L_{h(0)}/R_x| \leq 2|1 - L_{h(0)}/R_x| \Lambda |\chi_{hr}|^{1/2}, \quad (8)$$

$\Delta y_p = \Delta \xi_p$, так как $R_x = R_y$ (условие стигматической фокусировки).

В формуле (8) $\Lambda = \lambda/|\chi_{hr}|$ — экстинкционная длина при обратном рассеянии. Из (8) следует, что при $L_{h(0)} \gg R_y$ размер фокуса вдоль оси Y равен:

$$\Delta y_{eff,pl.} \approx 2\lambda L_{h(0)} / y_{eff,pl.} \quad (9)$$

Оценки размеров фокуса на основе (8) для $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$, $|\chi_{hr}| = 9 \times 10^{-6}$, $R_x = R_y = 1 \text{ m}$, $L_h = 0.6 \text{ m}$, $L_0 = 3 \text{ m}$ дают: $\Delta \xi_p = \Delta y_p \sim 4 \times 10^{-8} \text{ m}$. Для сравнения: при углах дифракции $\theta_B \neq \pi/2$ ширина фокуса $\Delta \xi_p$ более чем на два порядка больше. С точки зрения практического применения полученных результатов необходимо учесть размеры источника, испускающего расходящуюся волну. В когерентном отражении от кристалла "участвует" часть источника размерами: $d_{coh,x} \times d_{coh,y} \leq L_0^2 |\chi_{hr}|$. Тогда реальной оценкой размеров фокуса следует считать

$$\Delta \xi_p = \Delta y_p \approx d_{coh,x} \cong d_{coh,y}. \quad (10)$$

С учетом (10) коэффициент передачи изображения двухосно-изогнутой рентгеновской линзой равен единице в обеих плоскостях.

Отметим, что формула (6) является следствием симметрии относительно поворота кристалла вокруг оси Z , перпендикулярной к поверхности кристалла.

Список литературы

- [1] *Габриелян К.Т., Пискунов Д.И., Чуховский Ф.Н., Демирчян Г.О.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 10. С. 411–413.
- [2] *Kushnir V.I., Kaganer V.M., Suvorov E.V.* // Acta Cryst. 1985. A41. P. 17–25.
- [3] *Габриелян К.Т., Чуховский Ф.Н., Пискунов Д.И.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 3 (9). С. 834–846.
- [4] *Габриелян К.Т., Демирчян Г.О., Чуховский Ф.Н.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 1. С. 170–178.
- [5] *Кушнир В.И., Суворов Э.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 2. С. 109–111.
- [6] *Чен Т., Бушурев В.А., Кузьмин Р.Н.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 10. С. 60–63.
- [7] *Chukhovskii F.N., Gabrielyan K.T., Petrashen' P.V.* // Acta Cryst. 1978. A34. P. 610–621.
- [8] *Чуховский Ф.Н.* // Металлофизика. 1981. Т. 3. № 5. С. 3–30.
- [9] *Габриелян К.Т., Чуховский Ф.Н., Пискунов Д.И.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 3 (9). С. 834–846.