

ТОЧЕЧНАЯ ФОКУСИРОВКА ДИФРАГИРОВАННОЙ НА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКЕ ДВУМЕРНО δ -ОБРАЗНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ЗОННОЙ ПЛАСТИНКИ

Л.А. АРУТЮНЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: levhar@ysu.am

(Поступила в редакцию 29 июля 2022 г.)

Рассмотрена возможность двумерной фокусировки жесткого рентгеновского излучения, дифрагированной на идеальной кристаллической пластинке. Предполагается, что имеет место лауэвская геометрия дифракции, а волна, падающая на кристаллическую пластину, имеет δ -образную форму по двум взаимно перпендикулярным направлениям тангенциальной к волновому вектору плоскости. В качестве фокусирующего элемента используется френелевская зонная пластинка с эллиптическими зонами. Проведено численное моделирование фокусировки.

1. Введение

Представленная работа посвящена вопросам дифракции δ -образной рентгеновской волны на недеформированной кристаллической пластинке при симметричной геометрии Лауэ.

В работах [1–4] исследованы особенности перераспределения фазы падающей на недеформированную кристаллическую пластинку исходной сферической волны, фокусировки излучения в кристалле и в вакууме, а также рассмотрена взаимосвязь между указанными фокусами. Из этих исследований следует, что в случае симметричной лауэвской дифракции исходной δ -образной рентгеновской волны, в параксиальном приближении, отраженная от кристалла вакуумная рентгеновская волна, в плоскости рассеяния распространяется аналогично волне, излучаемой из точечного источника. Указанный источник расположен до (S') и после (S) кристаллической пластинки, соответственно для сильнопоглощающей и слабопоглощающей ветвей дисперсионной поверхности (см. Рис.1). Расстояния обоих источников от точки O' на выходной поверхности кристалла равны друг друга и составляют $L_F = z\Gamma$, где z – толщина кристалла, а

$$\Gamma = \frac{\sin \theta_B \sin 2\theta_B}{c|\chi_{hr}|}. \quad (1)$$

Здесь θ_B – угол Брэгга, χ_{hr} – Фурье коэффициент реальной части поляризуемости

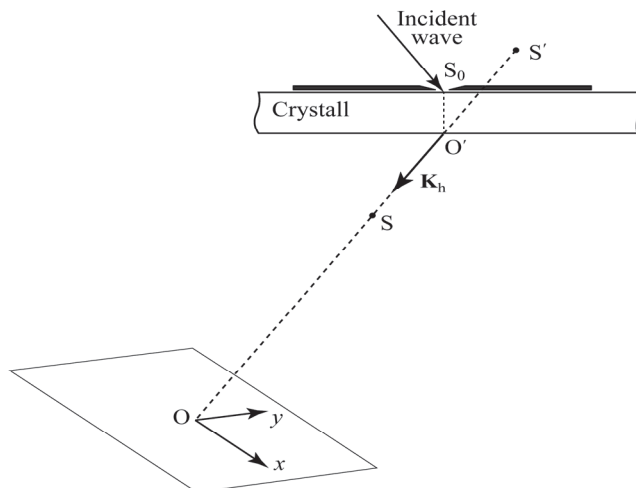


Рис.1. Схематическая картина дифракции исходной δ -образной волны на кристаллической пластинке при геометрии Лауэ ($L = OO'$, $L_F = O'S = O'S'$).

кристалла относительно вектора обратной решетки (\mathbf{h}) рассматриваемого отражения, C – фактор поляризуемости равной 1 и $\cos 2\theta_B$, соответственно для σ и π поляризаций.

По направлению перпендикулярном плоскости рассеяния, брэгговские дифракционные явления отсутствуют, и, следовательно, распространение вакуумной волны в плоскости перпендикулярной к плоскости рассеяния соответствует распространению сферической волны, излучаемого из точечного источника S_0 .

Таким образом, отраженная волна имеет различные положения источника по направлениям Ox и Oy . В работах [5,6], для фокусировки такого излучения используются эллиптические зонные пластики.

2. Фокусировка отраженного излучения

Для описания отраженного вакуумного волнового поля введем прямоугольную координатную систему (x, y) в плоскости перпендикулярной волновому вектору отраженной волны. Пусть ось x параллельна, а ось y перпендикулярна плоскости рассеяния. Обозначим через L удаление точки $x = y = 0$ от кристалла (см. Рис.1).

Согласно изложенному в предыдущем параграфе, фазовое распределение отраженного от кристаллической пластины волны в плоскости (x, y) , в параксиальном приближении, можно представить выражением

$$\Psi(x, y) \sim \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{L_x} + \frac{y^2}{L_y} \right) \right\}, \quad (2)$$

где λ – длина волны рентгеновского излучения, $L_y \approx L$, $L_x = L \mp L_F$ (верхний знак соответствует слабопоглощающей ветви дисперсионной поверхности, а нижний – сильнопоглощающей). Пусть в плоскости (x, y) расположена зонная пластинка, а дифрагированная на нем волна фокусируется в точке Q оптической

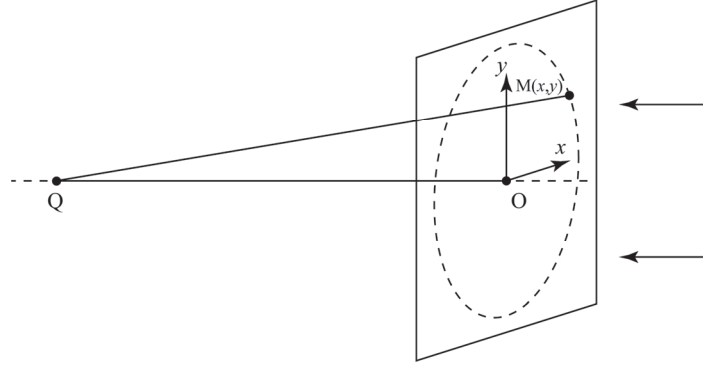


Рис.2. К вопросу о фокусировки отраженного излучения эллиптической зонной пластинкой, с коррекцией астигматизма ($q = OQ$).

оси, на расстоянии q от зонной пластинки (см. Рис.2). В параксиальном приближении, для разности фаз двух лучей, пересекающихся в точке фокусировки Q и проходящие, один через точку $M(x,y)$, а другой – через точку $O(0,0)$ зонной пластинки, имеем

$$\Delta\Phi_Q(x, y) = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{L_x} + \frac{y^2}{L_y} \right) + \frac{2\pi}{\lambda} (MQ - OQ) = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{F_x} + \frac{y^2}{F_y} \right), \quad (3)$$

где

$$\frac{1}{F_x} = \frac{1}{L_x} + \frac{1}{q}, \quad \frac{1}{F_y} = \frac{1}{L_y} + \frac{1}{q}. \quad (4)$$

По аналогии с круглой френелевской зонной пластинкой, внешние границы n -ой зоны определим из условий

$$\Delta\Phi_Q(x, y) = \pi n, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (5)$$

что, при $L_x > 0$, приводит к семейству эллипсов

$$\frac{x^2}{R_{xn}^2} + \frac{y^2}{R_{yn}^2} = 1, \quad (6)$$

где $R_{xn} = \sqrt{F_x \lambda n}$ и $R_{yn} = \sqrt{F_y \lambda n}$ – полуоси эллипсов.

При $L_x < 0$ (случай слабопоглощающей ветви дисперсионной поверхности, при $L < L_F$), и $q > |L_x|$, имеем дело с гиперболической зонной пластинкой, рассмотрение которого выходит за рамки настоящей работы.

3. Численное моделирование

Проведено численное моделирование двумерной фокусировки дифрагированной на кристаллической пластинке рентгеновской волны с помощью вышепредставленной эллиптической френелевской зонной пластинки. Падающий на кристалл рентгеновское поле является δ -образной волной по двум взаимно перпендикулярным направлениям тангенциальной к волновому вектору плоскости. Для фокусировки используется пучок, отраженный по симметричной геометрии Лауэ от недеформированной кристаллической пластинки с умеренным поглощением ($\mu t \leq 1$, где μ – линейный коэффициент поглощения кристалла, а t – толщина кристалла).

Дифракция рентгеновских лучей в кристалле описана численным решением уравнений Такагии [7] методом «Constant-step algorithm», представленной в работе [8]. Моделирование распространения рентгеновских волновых пакетов в вакууме основано на решении уравнения Гельмгольца методом двумерного преобразования Фурье [9]. В расчетах использованы следующие значения основных параметров эксперимента: длина волны рентгеновского излучения – $\lambda = 0.1$ нм, отражение – Si(1,1,1), толщина кристаллической пластинки – $t = 192.1$ мкм = 6.5Λ , где $\Lambda = \lambda \cos \theta_B / (C |\chi_{hr}|)$ – экстинкционная длина. Рассмотрена слабопоглощающая ветвь дисперсионной поверхности. Мы ограничиваемся рассмотрением только σ -поляризаций, так что $C = 1$. При вышеотмеченных значениях параметров, $L_F = 2.89$ м. Фокусные расстояния фазовой эллиптической зонной пластинки выбраны $F_x = 4.44$ м и $F_y = 4.77$ м, а полуоси эллипса – $R_x = 210.6$ мкм и $R_y = 218.5$ мкм. Количество френелевских зон – 100. Расстояние кристалл–зонная пластинка составляет $L = 15$ м, а зонная пластинка–плоскость регистрации – $q = 7$ м. Расчетное распределение интенсивности рентгеновского пучка вблизи фокусного пика приведена на Рис.3. Как видно из рисунка, FWHM пика интенсивности различна по направлениям осей x и y , и составляет, соответственно, 3.7 и 1.5 мкм.

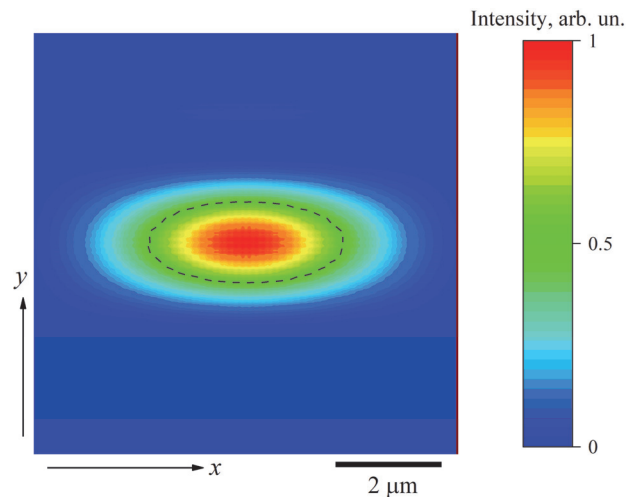


Рис.3. Расчетное распределение интенсивности вблизи фокусного пика. Пунктиром показан контур половины максимума интенсивности.

4. Заключение

Таким образом показана, что с использованием эллиптической зонной пластинки можно сфокусировать отраженной от кристаллической пластинки рентгеновское излучение, в случае точечного источника рентгеновских лучей расположенного на входной поверхности кристалла. Полученные результаты можно использовать в задачах рентгеновской микроскопии на основе кристаллических интерферометров [10,11].

Автор благодарит Л.В. Левоняну, за ценную консультацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.М. Афанасьев, В.Г. Кон.** ФТТ, **19**(6), 1775 (1977).
2. **V.V. Aristov, V.I. Polovinkina, A.M. Afanas'ev, V.G. Kohn.** Acta Cryst., **A36**, 1002 (1980).
3. **V.L. Indenbom, I.S. Slobodetskii, K.G. Truni.** Sov. Phys. JETP, **39**(3), 542 (1974).
4. **Л.В. Левонян.** Письма в ЖТФ, **7**(5), 269 (1981).
5. **H. Ade, C.H. Ko, E. Anderson.** Applied Physics Letters, **60**, 1040 (1992).
6. **M. Lebugle, M. Liebi, K. Wakonig.** Optics Express, **25**(18), 21145 (2017).
7. **S. Takagi.** Journal of the Physical Society of Japan, **26**(5), 1239 (1969).
8. **Y. Epelboin.** Materials Science and Engineering, **73**, 1 (1985).
9. **J.W. Goodman.** Introduction to Fourier Optics, New York: McGraw-Hill, 1996.
10. **U. Bonse, M. Hart.** Zeitschrift für Physik, **188**, 154 (1965).
11. **K. Hirano, A. Momose.** Jpn. J. Appl. Phys., **38**, L1556 (1999).

ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ԹԻԹԵՂԻ ՎՐԱ ԴԻՖՐԱԿՑՎԱԾ ԵՐԿՉԱԾ δ -ՁԵՎԻ
ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱԼԻՔԻ ԿԵՏԱՅԻՆ ԿԻՋԱԿԵՏՈՒՄԸ
ԷԼԻՊՏԱԿԱՆ ԳՈՏԻԱԿԱՆ ԹԻԹԵՂՈՎ

Լ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է իդեալական բյուրեղական թիթեղի վրա կոշտ ռենտգենյան ճառագայթման երկչափ կիզակետման հնարավորությունը: Ենթադրվում է, որ իրականանում դիֆրակցիայի Լաուե երկրաչափությունը, իսկ բյուրեղական թիթեղի վրա ընկնող ալիքը, ունի δ -ալիքի ձև ալիքային վեկտորին ուղղահայաց հարթության երկու փոխուղղահայաց ուղղություններով: Որպես կիզակետող սարք, օգտագործվում է էլիպտական գոտիական թիթեղ: Իրականացված է կիզակետման թվային մոդելավորում:

POINT FOCUSING OF TWO-DIMENSIONAL δ -SHAPED X-RAY WAVE
DIFFRACTED ON A CRYSTALLINE PLATE, USING
AN ELLIPTICAL ZONE PLATE

L.A. HAROUTUNYAN

The possibility of the two-dimensional focusing of hard X-rays, diffracted on an ideal crystalline plate is considered. It is assumed, that the Laue geometry of diffraction is take place, and the wave incident on crystalline plate, in the wave-front plane is δ -shaped in both directions: parallel and perpendicular of reflection plane. The Fresnel zone plate with elliptical zones is used as a focusing device. A numerical simulation of the focusing is carried out.