



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Т. Чен, Р. Н. Кузьмин, Управление рентгеновскими пучками в системе с цилиндрически изогнутыми кристаллами, *Письма в ЖТФ*, 1990, том 16, выпуск 11, 63–66

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.88

2 декабря 2024 г., 22:08:39



05.2

© 1990

УПРАВЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИМИ ПУЧКАМИ В СИСТЕМЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИ ИЗОГНУТЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

Т. Ч е н, Р. Н. К у з ь м и н

В последние годы в связи с развитием целого ряда научных направлений (рентгеновская микроскопия, рентгеновская астрономия и др.) очень актуальной стала задача управления пучками рентгеновского излучения. Управлять пучком можно различными способами. Во-первых, это – модуляция рентгеновского излучения звуковыми колебаниями [1] или акустическими волнами [2], управляемая переброска излучения с помощью пьезоколебаний [3]. Во-вторых, это управляемая ультразвуковыми колебаниями или температурным градиентом дифракционная фокусировка [4, 5] излучения.

В настоящей работе теоретически рассмотрена возможность управляемой (регулируемой) двумерной фокусировки сферически расходящегося пучка (длина волны $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$) при его брэгговской дифракции в системе из двух изогнутых во взаимно перпендикулярных плоскостях кристаллов.

Управление (регулировка) может быть осуществлено за счет варьирования расстояния между кристаллами и расстояния от источника сферической волны до первого кристалла, а также с помощью дополнительного внешнего воздействия (помимо механического изгиба) на один из кристаллов схемы.

Решение задачи динамической брэгговской дифракции (симметричная геометрия) сферического пучка в двухкристалльной схеме приводит к возможности двумерной фокусировки дважды дифрагированного излучения, если геометрические параметры схемы удовлетворяют системе из двух уравнений:

$$\begin{cases} \frac{1}{L_0} + \frac{1}{L_{hh} + L_{12}} = \frac{1}{F_1}, \\ \frac{1}{L_0 + L_{12}} + \frac{1}{L_{hh}} = \frac{1}{F_2}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь L_0 – расстояние от источника сферической волны до первого кристалла, L_{12} – расстояние между кристаллами, L_{hh} – расстояние от второго кристалла до изображения точечного источника

сферической волны, $F_1 = \frac{R_1 \sin \theta_B}{2}$ и $F_2 = \frac{R_2}{2 \sin \theta_B}$ – фокус-

ные расстояния соответственно в сагиттальной и меридиональной

плоскостях, $R_{1,2}$ – радиусы изгиба первого и второго кристаллов соответственно, θ_B – брэгговский угол. Предполагается, что в плоскости дифракции (сагиттальной плоскости) изогнут первый кристалл.

В системе (1) $L_{hh} + L_{12} = L_h$, где L_h – расстояние, на котором фокусируется излучение в сагиттальной плоскости одним цилиндрически изогнутым кристаллом в отсутствие второго кристалла.

Из (1) вытекает возможность управления пространственным местоположением двумерного фокуса путем простого варьирования расстояния L_{12} ($0 < L_{12} < L_h$).

Рассматриваемая двухкристалльная схема может работать как система рентгеновских линз с управляемым коэффициентом увеличения, равным:

$$k = \frac{L_h - L_{12}}{L_0} = \frac{[F_1(1 + \frac{L_{12}}{L_0}) - L_{12}]}{(L_0 - F_1)} \quad (2)$$

Численные оценки на основе (2) для отражения (444) излучения MoK_{α} в кристалле кремния (длина экстинкции $\Lambda = 34$ мкм), $R_1 = 1$ м, $L_h = 1$ м, $L_{12} = 0.2$ м, $R_2 \neq R_1 \sin^2 \theta_B$ дают значение $K = 2.8$, а для $L_{12} = 0.8$ м, $K = 0.7$, т.е. варьируя L_{12} , можно получать увеличенное или уменьшенное изображение предмета. Если $R_2 = R_1 \sin^2 \theta_B$, то $K = 1$ при любых (не очень малых) L_{12} .

С учетом (1) для распределения интенсивности дважды дифрагированного пучка в окрестности точки (ξ, y) изображения точечного источника получаем:

$$I_{hh}(\xi, y) \sim \left| \frac{J_2(t)}{t} \right|^2 I_{hh}(y), \quad (3)$$

где

$$I_{hh}(y) = 4 \left| \sin(\alpha y_{eff} / L_{hh}) / (\alpha y_{eff} / L_{hh}) \right|, \quad (4)$$

$$2y_{eff} \cong 2(L_0 + L_{12}) \left| \frac{2\Delta\theta \cos \theta_B}{\sin \theta_B - (L_0 + L_{12})(1 + \sin^2 \theta_B) / R_2} \right|^{1/2} \quad (5)$$

– размер области дифракции по оси y , $\Delta\theta = C |X_{hr}| / \sin 2\theta_B$ – попаризационный фактор, X_{hr} – фурье-компонента рентгеновской поляризуемости кристалла, $\alpha = 2\pi/\lambda$, $J_2(t)$ – функция Бесселя второго порядка действительного аргумента, $t = \frac{\alpha \sin \theta_B \xi}{(\sin \theta_B - L_h/R_1) \Lambda \cos \theta_B}$,

$\vec{\xi}(\xi, y)$ – вектор в плоскости, перпендикулярной направлению вол-

нового вектора дважды дифрагированного пучка. Второй порядок функции Бесселя связан с двухкратностью брэгговского отражения.

Из (3) нетрудно видеть, что положение основного максимума распределения (3) в плоскости дифракции обладает малой чувствительностью к изменению L_0 при заданных R_1, θ_B . Численные оценки для отражения (444) излучения MoK_α дают при $L_0 = 1$ м, $\Delta L_0 = 0.1$ м, $R_1 = 1$ м следующую величину для поперечного смещения максимума распределения (3):

$$\delta(\xi^{max}) \sim \frac{2\Lambda \operatorname{ctg} \theta_B L_h^2 \Delta L_0}{\pi R_1 (L_0^2 + \Delta L_0 \{L_0 + L_h\})} = 0.4 \text{ мкм}. \quad (8)$$

Видно, что $|\delta(\xi^{max})/\Delta L_0| \sim 10^{-6}$. Поэтому отмеченное свойство может быть использовано для плавной регулировки поперечного положения максимума интенсивности (3) путем изменения расстояния L_0 .

Легко убедиться в том, что положение нуля интенсивности (3) ξ^{min} также чувствительно к изменению L_0 , причем смещения ξ^{min} и ξ^{max} связаны между собой:

$$\delta(\xi^{min}) \sim 2.6 \delta(\xi^{max}). \quad (7)$$

Определим дифракционное уширение $\Delta \xi_A$ в сагиттальной плоскости как расстояние, на котором интенсивность (3) падает вдвое. Тогда $\Delta \xi_A$ тоже меняется при варьировании L_0 :

$$\delta(\Delta \xi_A) \sim 1.6 \delta(\xi^{max}). \quad (8)$$

Возможности управления (регулировки) могут быть расширены за счет приложения к одному из кристаллов схемы дополнительного внешнего воздействия (например, температурный градиент $\Delta T/\Delta z$). Пусть дополнительное искажение кристалла из-за градиента описывается функцией $\vec{h}\vec{u}_{\text{темп}} = \alpha \operatorname{ctg}^2 \theta_B z^2 + \alpha y^2$, где \vec{h} - вектор обратной решетки в идеальном кристалле, \vec{u} - поле смещений, $\alpha = \alpha \Delta T/\Delta z$, α - коэффициент линейного расширения кристалла.

Покажем, что можно осуществить управляемую (регулируемую) фокусировку с помощью $\Delta T/\Delta z$ при фиксированном L_{12} . Допустим, что градиент приложен к второму кристаллу, уже изогнутому с радиусом R_2 . Тогда градиент вызовет дополнительный изгиб этого кристалла. Характер воздействия градиента на фокусировку будет определяться соотношением между $2a$ и R_2 . При $2aR_2 \ll 1$ влияние градиента мало. В области значений градиента, таких, что $2aR_2 \approx 1$ фокусное расстояние F_2 в меридиональной плоскости можно регулировать в некоторых пределах, изменяя $\Delta T/\Delta z$:

$$F_2(a) = \frac{R_2}{2 \sin \theta_B (1 + 2aR_2)}. \quad (9)$$

Поэтому, в этой области регулируется и процесс двумерной фокусировки.

Для $2aR_2 \gg 1$ фокусное расстояние в меридиональной плоскости:

$$F_2(a) \cong \frac{1}{4a \sin \theta_B}, \quad (10)$$

и двумерная фокусировка теоретически возможна лишь для очень больших значений градиента или больших R_2

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кочарян Л.А., Бегларян А.Г., Унанян О.А., Галоян К.Г., Арутюнян Э.М. // Изв. АН Арм. ССР, сер. физика. 1986. Т. 21. В. 6. С. 323-325.
- [2] Кочарян Л.А., Сукьясян Р.Р., Борназян А.С., Бегларян А.Г., Гаспарян Р.А. // Изв. АН Арм. ССР, сер. физика. 1986. Т. 21. В. 6. С. 317-319.
- [3] Навасардян М.А., Мирзоян В.К., Галоян К.Г. // Изв. АН Арм. ССР, сер. физика. 1986. Т. 21. В. 6. С. 331-336.
- [4] Мкртчян А.Р., Навасардян М.А., Габриелян Р.Г. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 22. С. 1354-1359.
- [5] Мкртчян А.Р., Габриелян Р.Г., Асланян А.А., Мкртчян А.Г., Котанджян Х.В. // Изв. АН Арм. ССР, сер. физика, 1986. Т. 21. В. 6. С. 297-305.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
17 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 11

12 июня 1990 г.

01; 04

© 1990

АВТОКОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМЕ
ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОНОВ - ПЛАЗМА

А.Ю. Богомолов, Н.А. Романова,
В.А. Федоров

В последние годы проявляется большой интерес к изучению автоколебаний в самых различных системах, который вызван расширением классического понятия автоколебательного режима после открытия хаотических колебаний нелинейных осцилляторов под действием периодической силы [1]. В данной работе сообщается