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

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 11 12 июня 1990 г.

05.2

УПРАВЛЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИМИ ПУЧКАМИ В СИСТЕМЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИ ИЗОГНУТЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

Т. Чен, Р.Н. Кузьмин

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 $\lambda \sim 1$ Å) 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 двухкристальной схеме приводит к возможности двумерной фокусировки дважды дифрагированного излучения, если геометрические параметры схемы удовлетворяют системе из двух уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{1}{L_0} + \dfrac{1}{L_{hh} + L_{12}} = \dfrac{1}{F_1}, \\[2ex] \dfrac{1}{L_0 + L_{12}} + \dfrac{1}{L_{hh}} = \dfrac{1}{F_2}. \end{cases} \qquad (1)$$

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, $F_1 = \dfrac{R_1 \sin \theta_B}{2}$ и $F_2 = \dfrac{R_2}{2 \sin \theta_B}$ – фокусные 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 двухкристальная схема может работать как система рентгеновских линз с управляемым коэффициентом увеличения, равным:

$$k=\frac{L_h-L_{12}}{L_0}=\frac{\left[F_1\left(1+\frac{L_{12}}{L_0}\right)-L_{12}\right]}{(L_0-F_1)}\,. \tag{2}$$

Численные оценки на основе (2) для отражения (444) излучения MoK_α в кристалле кремния (длина экстинкции Λ = 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:

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

где

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

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

– размер области дифракции по оси y, $\Delta\theta=C|\chi_{hr}|/\sin 2\theta_B$ – полуширина кривой брэгговского отражения, C – поляризационный фактор, χ_{hr} – фурье-компонента рентгеновской поляризуемости кристалла, $\varkappa=2\pi/\lambda$, $J_2(t)$ – функция Бесселя второго порядка действительного аргумента, $t=\dfrac{\pi\sin\theta_B\,\xi}{(\sin\theta_B-L_h/R_1)\Lambda\cos\theta_B}$, $\vec{\xi}(\xi,y)$ – вектор в плоскости, перпендикулярной направлению волнового вектора дважды дифрагированного пучка. Второй порядок функции Бессепя 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):

$$\delta(\xi^{max}) \sim \frac{2\Lambda\, ctg\,\theta_B L_h^2 \Delta L_0}{\pi R_1 (L_0^2 + \Delta L_0\{L_0 + L_h\})} \simeq 0.4 \text{ мкм}. \qquad (6)$$

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:

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

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

$$\delta(\Delta\xi_Д) \sim 1.6\,\delta(\xi^{max}). \qquad (8)$$

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 $\vec{h}\vec{u}_{темп} = a\,ctg^2\theta_B z^2 + a y^2$, где $\vec{h}$ – вектор обратной решетки в идеальном кристалле, $\vec{u}$ – поле смещений, $a \simeq \alpha \Delta T/\Delta z$, 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 $2aR_2 \lesssim 1$ фокусное расстояние F_2 в меридиональной плоскости можно регулировать в некоторых пределах, изменяя $\Delta T/\Delta z$:

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

Поэтому, в этой области регулируется и процесс двумерной фокусировки.

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

$$F_2(a) \simeq \frac{1}{4a \sin\theta_B}, \tag{10}$$

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

Список литературы

[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., Сукиасян 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

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