

07; 09

© 1991 г.

ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ВОЛНОВОДА ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

В. И. Глебов, Э. И. Денисов, Н. К. Жеваго

Развита теория распространения рентгеновского излучения вдоль волновода с постепенно уменьшающимся поперечным сечением. Получены выражения для предельно достижимого увеличения плотности потока фотонов с учетом потерь при отражении от стенок волновода. Проведены эксперименты для случая клиновидного волновода. При достаточно малой угловой расходимости пучка рентгеновского излучения получено значительное увеличение плотности потока (в 15 раз). Обнаружен многопучковый характер излучения на выходе из волновода.

Введение

Для ряда прикладных задач, таких как микронзондирование, микротомография, сканирующая рентгеновская микроскопия [1], необходим пучок рентгеновского излучения с поперечным сечением 1 мкм^2 и достаточно высокой интенсивностью. Обычно для такой фокусировки рентгеновского излучения используют микронные френелевские пластинки [1]. Мы рассмотрим другой способ, связанный с распространением рентгеновского излучения под малым углом к оси волновода переменного сечения. Отметим, что рентгеновские волноводы постоянного сечения в виде полых стеклянных трубок и капилляров использовались ранее для транспортировки рентгеновского излучения [2-6], а расчеты их эффективности проводились в ряде теоретических работ (см., например, [7]).

В настоящей работе мы сначала рассмотрим теорию распространения рентгеновского излучения в волноводе с постепенно меняющимся вдоль его длины поперечным сечением. При этом нас будет интересовать предельно достижимое увеличение плотности потока фотонов в зависимости от геометрических параметров волновода, отражательной способности его стенок, а также от угловой расходимости первичного пучка фотонов.

Затем мы обсудим результаты эксперимента, в котором для фокусировки (в одном измерении) мы использовали планарный волновод, образованный двумя плоскими достаточно гладкими поверхностями стекла. В этом случае имелась возможность легко менять геометрические параметры волновода: ширины входной и выходной щелей, а также величину воздушного зазора по всей длине волновода, причем благодаря прозрачности стекла для контроля этих параметров в диапазоне от ~ 100 до $\sim 0.1 \text{ мкм}$ использовались методы оптической интерферометрии.

1. Теория распространения рентгеновского излучения в волноводе с переменным сечением

В простейшем, но практически важном случае поперечные размеры волновода линейно меняются вдоль его длины. Это может быть полый клин между двумя плоскими поверхностями (планарный волновод) либо полый конус в веществе. Если поперечные размеры волновода относительно велики ($\geq 100 \text{ \AA}$), то, как показано, например, в [8], число волноводных мод оказывается доста-

точно большим и распространение рентгеновского излучения можно рассматривать в рамках геометрической оптики как серию малоугловых отражений фотонов от стенок волновода.

Рассмотрим далее подробно случай планарного волновода. Пусть рентгеновский фотон входит в волновод под углом θ_0 к его оси Oz на расстоянии x_0 от оси, а стенки волновода наклонены под углом α к его оси (рис. 1). Первое отражение от стенки, как это видно из геометрических построений, происходит в точке с продольной координатой

$$z_1 = \frac{r_0 \mp x_0}{\alpha + \theta_0}, \quad (1)$$

где r_0 — полуширина входной щели волновода; $|x_0| \leq r_0$; верхний знак берется, если стенка волновода является ближайшей к точке входа, а нижний — в обратном случае.

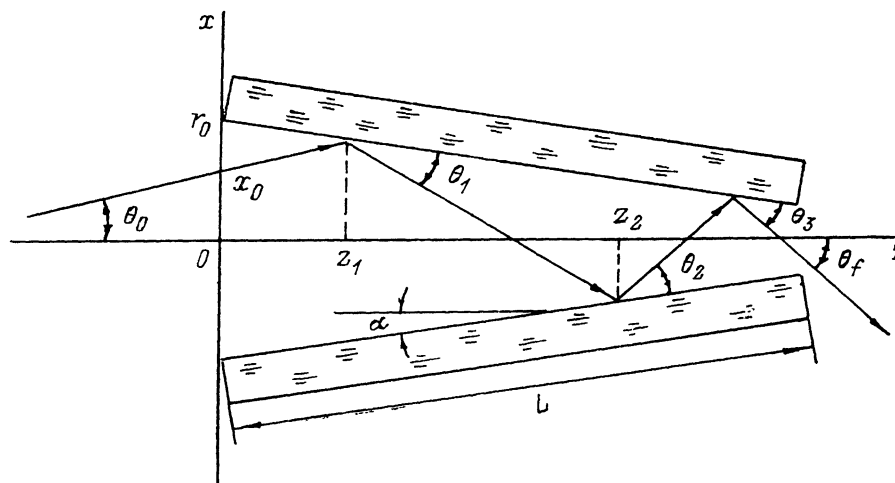


Рис. 1. Схема распространения рентгеновских лучей в клиновидном волноводе.

На расстоянии z_0 от начала волновода его радиус уменьшается до величины

$$r_1 = \frac{r_0 \theta_0 \pm \alpha x_0}{\theta_0 + \alpha}. \quad (2)$$

Последующие отражения происходят на расстояниях

$$z_n = z_1 + r_1 \frac{2(n-1)}{\theta_0 + (2n-1)\alpha} \quad (3)$$

от начала волновода. Этим точкам соответствуют постепенно уменьшающиеся радиусы волновода

$$r_n = r_1 \theta_1 / \theta_n, \quad (4)$$

где $n=1, 2, 3, \dots$ — номер отражения.

Угол θ_n между стенкой волновода и импульсом фотона в точке n -го отражения определяется формулой

$$\theta_n = \theta_0 + (2n-1)\alpha. \quad (5)$$

В результате каждого отражения от стенок волновода поперечное сечение пучка рентгеновских фотонов уменьшается и это способствует увеличению средней по пучку плотности потока фотонов. С другой стороны, при каждом отражении часть фотонов теряется, поскольку коэффициент отражения $R(\theta)$ отличается от единицы, даже если угол скольжения θ меньше критического угла $\theta_c = |\chi'(\omega)|^{1/2}$ (см. ниже), тем более при $\theta \geq \theta_c$, когда коэффициент отражения быстро падает.

Будем характеризовать эффект фокусировки рентгеновского излучения волноводом величиной отношения κ_1 плотности потока фотонов на выходе из волновода к соответствующей плотности потока на входе. Пусть L — длина клиновидного волновода, $r_f = r_0 - \alpha L$ — полуширина выходной щели. Согласно (1) и (3), фотон с начальными координатами x_0, θ_0 на длине волновода L совершает

$$N(x_0, \theta_0) = \text{ent} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{L\theta_0 \pm x_0}{r_f} \right) \right] \quad (6)$$

отражений, где $\text{ent } y$ — целая часть числа y .

Максимально возможное число отражений N_m при заданном θ_0 испытывают фотоны, попавшие в точки $x_0 = \pm r_0$. Это число определяется равенством

$$N_m = \text{ent} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{r_0 + L\theta_0}{r_0 - L\alpha} \right) \right]. \quad (6a)$$

Потери интенсивности в результате многократных отражений фотонов от стенок волновода характеризуются величиной

$$K_N(x_0, \theta_0) = \prod_{n=1}^N R(\theta_n), \quad K_0 \equiv 1, \quad (7)$$

где полное число отражений N определяется выражением (6), а угол скольжения при каждом отражении — (5).

Величина K_N , зависящая от начальных координаты и угла, может быть названа коэффициентом многократного отражения в волновод. В результате коэффициент увеличения плотности потока фотонов κ_1 в клиновидном волновод может быть представлен в виде

$$\kappa_1 = \frac{r_0}{r_f} \langle K_N \rangle. \quad (8)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение коэффициента многократного отражения (7) по начальным координатам x_0 и углам входа θ_0 , причем плотность точек в пространстве $\{x_0, \theta_0\}$ определяется конкретными условиями эксперимента.

Чтобы вычислить коэффициент многократного отражения в волновод, необходимо знать явный вид коэффициента однократного отражения $R(\theta)$ от плоской поверхности как функции угла скольжения θ . Мы воспользуемся результатами нашей предыдущей работы [9], где в рамках модели переходного слоя для шероховатой границы раздела двух сред было найдено выражение $R(\theta)$ в виде

$$R(\theta) = \left| \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right|^2 \left| \frac{\Gamma(1 - ia(k_1 + k_2))}{\Gamma(1 + ia(k_1 - k_2))} \right|^4. \quad (9)$$

Здесь $k_1 = \omega\theta/c$; $k_2 = (\omega/c) [\theta^2 + \Delta\chi(\omega)]^{1/2}$; $\text{Im } k_2 > 0$; $\Delta\chi(\omega) = \chi_2(\omega) - \chi_1(\omega)$ — скачок комплексной диэлектрической восприимчивости при переходе границы раздела; отражение происходит от второй среды; a — параметр, характеризующий среднюю высоту микронеровностей на границе раздела; $\Gamma(\xi)$ — гамма-функция комплексной переменной ξ .

Как показано в [9, 10], выражение (9) адекватно описывает результаты ряда экспериментов по малоугловому ($\theta \ll 1$) отражению рентгеновских фотонов различных энергий от поверхностей с субмикронными шероховатостями.

Если первая среда представляет собой вакуум или газ, то в (9) можно пренебречь величиной $\chi_1(\omega)$ по сравнению с $\chi_2(\omega)$. Дальнейший расчет коэффициента увеличения плотности потока фотонов (8) может быть проведен с помощью (9) лишь численно, если известна функция распределения фотонов по поперечным координатам x_0 и углам θ_0 на входе в волновод. Результаты таких расчетов будут представлены ниже в связи с полученными нами экспериментальными результатами. Проведем теперь оценку максимально возможной величины κ_1 . Для этого рассмотрим случай, когда углы скольжения θ_N (см. (5)) остаются все время малыми по сравнению с критическим углом $\theta_c = |\chi'(\omega)|^{1/2}$, где $\chi'(\omega)$ — действительная часть диэлектрической восприимчивости стенок

волновода на рентгеновских частотах ω . Учтем также, что в рентгеновском диапазоне, как правило, выполняется неравенство $\chi''(\omega) \ll |\chi'(\omega)|$. Тогда коэффициент однократного отражения (9) путем разложения в ряд по степеням малых параметров может быть представлен в существенно более простом виде

$$R(\theta) \approx 1 - \beta\theta, \quad (9a)$$

где величина β имеет вид

$$\beta = \frac{|2\chi''(\omega)|}{|\chi'(\omega)|^{3/2}} \left[1 + 2 \left(\frac{a}{\lambda_{\perp}} \right)^2 \psi^{(1)} \left(1 + \frac{a}{\lambda_{\perp}} \right) \right], \quad (10)$$

$\lambda_{\perp} = 1/\omega\theta_c$, $\psi^{(1)}(z)$ — тригамма-функция [11].

Поперечная длина волны λ_{\perp} для рентгеновских частот обычно составляет несколько десятков ангстрем [9]. Если высота шероховатостей a существенно меньше λ_{\perp} , то можно воспользоваться разложением функции $\psi^{(1)}$ в ряд, в противоположном пределе $a \geq \lambda_{\perp}$ используем асимптотику $\psi^{(1)}$. В результате получаем

$$\beta \approx \frac{2\chi''(\omega)}{|\chi'(\omega)|^{3/2}} \begin{cases} 1 + \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{a}{\lambda_{\perp}} \right)^2 & a \ll \lambda_{\perp}, \\ \frac{a}{\lambda_{\perp}} \left[1 + \frac{1}{6} \frac{\lambda_{\perp}}{a} \right] & a \geq \lambda_{\perp}. \end{cases}$$

Величина κ_1 как функция числа отражений N на длине волновода пропорциональна отношению $r_0/r_N \sim \theta_N/(\theta_0 + \alpha)$. Пока отличим коэффициент многократного отражения K_N от единицы можно пренебречь, величина κ_1 , как следует из (5), растет с ростом N . Однако при некотором значении $N = \bar{N}$ этот рост прекращается, так как дальнейшее уменьшение радиуса волновода с r_N до $r_{\bar{N}+1}$ компенсируется потерями при $\bar{N} + 1$ -м отражении. Таким образом, значение \bar{N} находится с помощью уравнения

$$\frac{\theta_{\bar{N}+1}}{\theta_{\bar{N}}} (1 - \beta\theta_{\bar{N}+1}) = 1. \quad (11)$$

Отсюда при условии $\bar{N} \gg 1$ следует, что $\theta_{\bar{N}} \approx (2\alpha/\beta)^{1/2}$, причем $K_{\bar{N}} \approx 1/2$. В результате величина κ_1 при $N = \bar{N}$ достигает насыщения, которое определяется формулой

$$\kappa_s = \left(\frac{2\alpha}{\beta} \right)^{1/2} \frac{1}{2(\alpha + \theta_0)}. \quad (12)$$

Эта оценка предельно достижимой величины усиления плотности потока фотонов, как следует из ее вывода, справедлива при выполнении неравенств

$$\alpha + \theta_0 \ll \left(\frac{2\alpha}{\beta} \right)^{1/2} \ll \theta_c. \quad (13)$$

Параметр $\beta(\omega)$ (см. (10)) определяется диэлектрическими свойствами вещества стенок волновода и шероховатостями поверхности. На рис. 2 показана зависимость β от энергии фотонов в случае боросиликатного стекла с шероховатостями $a = \lambda_{\perp} \approx 61 \text{ \AA}$. Кривые построены на основе данных работ [12, 13]. Немонотонный ход $\beta(\omega)$ при изменении частоты обусловлен скачками фотопоглощения вблизи краев элементов, входящих в состав стекла, в частности Ba, K, Si. На действительной части диэлектрической восприимчивости эти скачки отражаются слабо, поэтому аналогичная зависимость критического угла может быть представлена в достаточно простом виде $\theta_c = 3.2 \cdot 10^{-2} / \hbar\omega$, где $\hbar\omega$ выражается в кэВ.

При нарушении второго из неравенств (13) величина κ_s определяется другим условием $\theta_{\bar{N}} \approx \theta_c$. В этом случае, когда $(2\alpha/\beta)^{1/2} \geq \theta_c$, получаем оценку

$$\kappa_s \sim \theta_c / (\theta_0 + \alpha). \quad (12a)$$

Поскольку распространение рентгеновского излучения вдоль волновода переменного сечения описывается геометрической оптикой, то полученные

оценки (12) и (12а) для коэффициента увеличения плотности потока не противоречат теореме Лиувилля. Согласно этой теореме, при отсутствии диссипации фазовый объем, занимаемый рентгеновскими фотонами, сохраняется по мере их распространения по волноводу. Применительно к данной задаче это означает, что сохраняется эмиттанс (произведение поперечных размеров пучка на его угловую расходимость). Как отмечалось выше, диссипация фотонов в стенках волновода особенно велика, если угловая расходимость пучка превышает критический угол θ_c . Именно из этих соображений и из условия приближенного сохранения эмиттанса следует оценка (12а). Однако если параметр β не достаточно мал и второе из неравенств (13) не выполняется, то диссипация

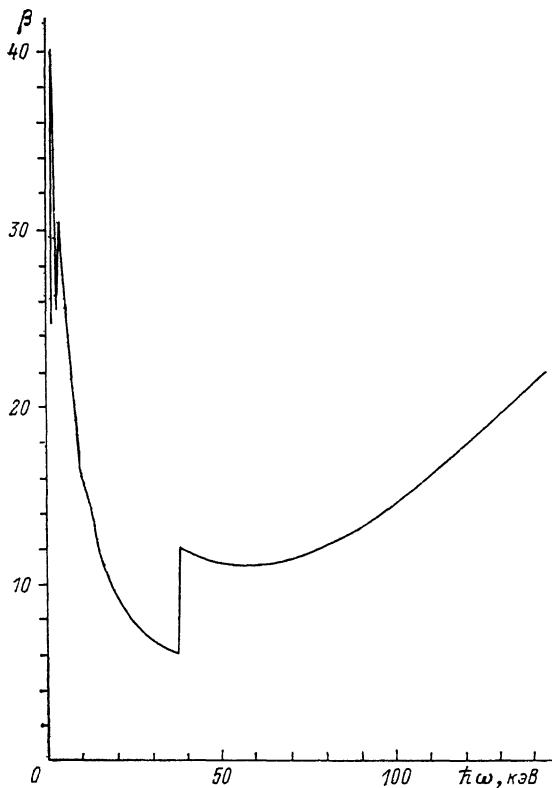


Рис. 2. Зависимость от частоты коэффициента β , определяющего коэффициент отражения при малых ($\theta \ll \theta_c$) углах, от поверхности стекла.

вследствие многократных отражений фотонов от стенок сказывается существенно раньше, чем угловая расходимость пучка достигает критического значения θ_c . В этом случае более точные формулы (8) и (9) дают (рис. 3) меньшие значения для κ_s , чем это следует из простых соображений, основанных на теореме Лиувилля.

Проведем теперь краткий теоретический анализ углового распределения потока фотонов на выходе из волновода. Согласно (5), на выходе из волновода должно наблюдаться, вообще говоря, несколько пучков, соответствующих различному числу отражений. Центральный пучок, проходящий без отражений, сосредоточен вблизи нулевого угла входа и имеет ширину δ , которая, вообще говоря, определяется размерами и взаимным расположением источника, щелевого коллиматора перед входом в волновод и выходной щели. Пучки, соответствующие N -кратному отражению от стенок волновода, расположены попарно под углами $\theta_f^{(N)} = \pm 2N\alpha$ относительно оси волновода и имеют ширину δ . Если δ меньше угла раствора 2α клина, то отдельные пучки практически не перекрываются по углам и, таким образом, можно наблюдать $2\bar{N}_m + 1$ пучков на выходе, где \bar{N}_m — максимальное число отражений (6) при заданных параметрах волно-

вода. Очевидно, что при $N_m > \bar{N}$ достаточно интенсивностью будут обладать лишь $2\bar{N}+1$ пучок, где эффективное число отражений определяется (11)' или условием $\theta_{\bar{N}} \approx \theta_c$.

Аналогичное рассмотрение проблемы можно провести и в случае конического волновода при условии, что траектории всех входящих фотонов компланарны с осью волновода. В этом случае коэффициент увеличения плотности потока фотонов имеет вид (ср. (8))

$$\kappa_2 = \left(\frac{r_0}{r_f}\right)^2 \langle K_N \rangle, \quad (14)$$

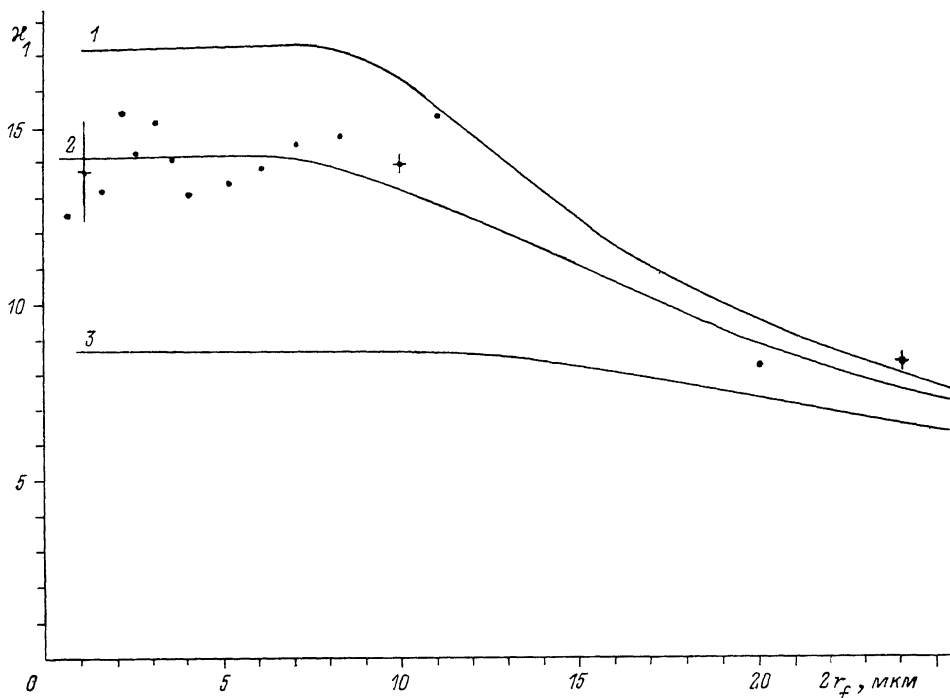


Рис. 3. Увеличение плотности потока рентгеновского излучения в клиновидном волноводе длиной $L=800$ мм, шириной входной щели $2r_0=200$ мкм в зависимости от ширины выходной щели $2r_f$ для случая K_α -линии кобальта.

причем предельно достижимая величина κ_2 по порядку величины определяется равенствами

$$\begin{aligned} \kappa_s &\approx \frac{2\alpha}{\beta} \frac{1}{(\alpha + \theta_0)^2}, \quad 2\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{1/2} \ll \theta_c, \\ \kappa_s &\approx \left(\frac{\theta_c}{\alpha + \theta_0}\right)^2, \quad 2\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{1/2} \geq \theta_c. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, в коническом волноводе при прочих равных условиях могут быть достигнуты существенно бóльшие значения κ_s , чем в клиновидном, поскольку пространственное сжатие происходит теперь в двух измерениях.

2. Постановка эксперимента и анализ экспериментальных результатов

В проведенных нами экспериментах по измерению величины κ_1 (см. (8)), рентгеновский волновод состоял из двух блоков стекла К-8, имевших форму параллелепипедов длиной 800 мм и толщиной 30 мм с достаточно ровными и гладкими поверхностями. Между этими поверхностями создавался воздушный зазор, величина которого вдоль длины волновода могла плавно меняться

помощью специального устройства. Контроль и измерения величины зазора проводились с помощью известных эффектов интерференции оптического излучения (см., например, [14]). В частности, картина интерференции света от протяженного источника (люминесцентной лампы) в случае клина представляла собой систему эквидистантных полос, параллельных краям клина, которая хорошо просматривалась на всей длине волновода. Линейное расстояние между соседними светлыми полосами равно $\lambda/4\alpha$, где $\lambda \approx 5500 \text{ \AA}$ — средняя по спектру длина волны оптического излучения. При сканировании лучом He—Ne лазера почти перпендикулярно плоскости клина наблюдалось изменение освещенности в центре лазерного пятна, соответствующее изменению зазора на величину, равную половине длины волны излучения лазера.

Источником рентгеновского излучения с энергией фотонов $\hbar\omega \approx 6.93 \text{ кэВ}$ служила трубка с кобальтовым анодом. Излучение дополнительно монохроматизировалось (отсекался тормозной фон) с помощью брэгговского отражения на кристалле графита. Затем пучок фотонов формировался целевыми коллиматорами так, что его расходимость (полная угловая ширина на полувысоте) перед входом в клиновидный волновод не превышала $6 \cdot 10^{-3}$ в плоскости клина и $1.6 \cdot 10^{-4}$ в перпендикулярном направлении.

Измерялась интенсивность излучения I_f на выходе из волновода в зависимости от ширины $2r_f$ выходной щели при фиксированной ширине $2r_0$ входной щели. Фотоны регистрировались детектором на основе NaJ (Tl) с разрешением по энергии 47 %, при этом интенсивность первичного пучка I_0 контролировалась нормировочным счетчиком. Каждый раз при изменении r_f волновод ориентировался осью по пучку фотонов. Предварительная юстировка проводилась с помощью лазера, а окончательно направление оси волновода выбиралось по максимуму ориентационной зависимости числа выходящих рентгеновских фотонов с точностью $5 \cdot 10^{-5}$ рад.

Ширина выходной щели волновода изменялась от значения ширины входной щели $2r_0 = 200 \text{ мкм}$ до субмикронных значений, точность измерения которых была не хуже четверти длины волны лазерного излучения, т. е. около 0.15 мкм .

Результаты измерений величины $\chi_1 = I_f r_0 / I_0 r_f$ в зависимости от ширины выходной щели $2r_f$ при ширине входной $2r_0 = 200 \text{ мкм}$ с учетом поправки на поглощение излучения в воздухе представлены точками на рис. 3. Относительно большие ошибки в величине χ_1 связаны в основном с недостаточной точностью измерений ширины выходной щели в субмикронной области. При уменьшении ширины выходной щели от 200 до $\approx 10 \text{ мкм}$ величина χ_1 растет от единицы до 15 . При дальнейшем уменьшении ширины этот рост прекращается и величина χ_1 остается на этом уровне.

Кривые на рис. 3 иллюстрируют результаты расчетов χ_1 с помощью выражений (1)–(9). Кривая 1 построена в предположении, что средняя высота шероховатостей $a = 10 \text{ \AA}$, кривая 2 — $a = 60 \text{ \AA}$, кривая 3 — $a = 250 \text{ \AA}$. Функция распределения фотонов по начальным углам θ_0 и точкам r_0 входа разыгрывалась методом Монте-Карло с учетом геометрии источника и коллиматоров. Наилучшее согласие с экспериментом достигается при $a = 60 \text{ \AA}$, что по порядку величины соответствует средней высоте шероховатостей на стекле, полированном по 14-му классу [9, 10].

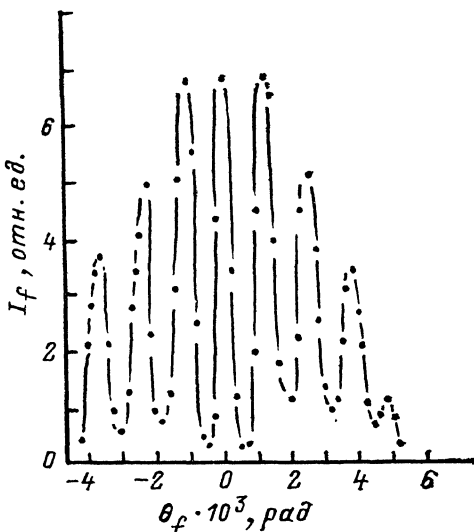


Рис. 4. Распределение потока рентгеновских фотонов по углу выхода θ_f из клиновидного волновода с параметрами $L = 150 \text{ мм}$, $2r_0 = 200 \text{ мкм}$, $2r_f = 10 \text{ мкм}$.

Детальные измерения углового распределения потока рентгеновских фотонов на выходе были проведены для более короткого волновода с $L=150$ мкм с входной щелью $2r_0=200$ мкм и выходной $2r_f=10$ мкм. Использование более короткого волновода было связано с необходимостью увеличения угла раствора клина 2α с тем, чтобы он в достаточной степени превышал угловую расходимость δ первичного пучка. В этом случае, согласно теоретическим соображениям, приведенным выше, пучки на выходе практически не перекрываются по углам и многопучковый характер излучения на выходе должен быть более явным.

Результаты измерений углового распределения потока рентгеновских фотонов на выходе из волновода показаны на рис. 4 для случая, когда ось первичного пучка совпадала с осью волновода. Ширина углового распределения излучения на входе составляла $\delta=4.6 \cdot 10^{-4}$, угол раствора клина $2\alpha=1.3 \cdot 10^{-3}$.

На выходе из волновода наблюдалась многопучковая картина. Угловое расстояние между пучками по шкале абсцисс на рис. 4 составляет $1.3 \cdot 10^{-3}$, что с хорошей точностью равно величине угла раствора клина и, таким образом, согласуется с выводами теории. Угловая ширина на полувысоте центрального максимума $\delta_f^{(0)} \approx 5.0 \cdot 10^{-4}$, остальные максимумы несколько шире ($\delta_f^{(N)} \approx 7.7 \times 10^{-4}$) центрального и входящего пучка.

Заключение

Таким образом, нами была показана возможность значительного (примерно в 15 раз) увеличения плотности потока рентгеновских фотонов в клиновидном волноводе. При этом удалось получить плоский пучок фотонов с поперечными размерами около 0.5 мкм. Теоретические оценки показывают, что в случае аналогичного конического волновода можно добиться увеличения плотности потока в несколько сот раз.

Показан также многопучковый характер излучения на выходе из волновода, связанный с различной кратностью числа малоугловых отражений рентгеновского излучения от стенок волновода. Отметим, что при начальной угловой расходимости $\delta \sim 10^{-4}$, ширине выходной щели $2r_f \sim 1$ мкм и длине волны излучения $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ угловая ширина пучков на выходе близка к дифракционной. В этом случае волновод преобразует первичный пучок в ряд пучков, обладающих в соответствии с теоремой Ван-Циттерта и Цернике [14] значительной пространственной когерентностью.

Рассмотренный метод фокусировки рентгеновского излучения не требует высокой монохроматичности первичного пучка и может быть эффективен в широком интервале частот от ~ 1 до ~ 100 кэВ. Ограничения в области относительно жестких частот $\omega \sim 100$ кэВ связаны в основном с требованиями малости начальной угловой расходимости по сравнению с критическим френелевским углом $\theta_c \sim 1/\omega$, поэтому в качестве источников излучения особенно подходящим является синхротронное излучение.

Помимо рентгеновских фотонов с помощью рассмотренного метода можно фокусировать тепловые нейтроны, поскольку для них критический угол θ_c оказывается примерно таким же, как и для рентгеновских фотонов с энергией ~ 10 кэВ, а относительная величина поглощения χ''/χ' даже меньше, чем для фотонов.

Как показал теоретический анализ, клиновидный и конический волноводы, строго говоря, не являются оптимальными в смысле увеличения плотности потока частиц. Большие значения χ_c могут быть получены, когда профиль волновода близок к полуэллипсоиду. Проблема оптимизации профиля волновода может быть исследована экспериментально с помощью описанной выше установки, так как имеется возможность контроля профиля по длине волновода.

Наконец, отметим, что волноводы в виде расширяющегося клина или конуса могут служить для существенного уменьшения угловой расходимости пучка, первоначальная расходимость которого сравнима с критическим углом. Это следует из принципа обратимости хода лучей. Соответствующие экспери-

менты были выполнены нами для случая волновода с параметрами $L=800$ мм, $2r_0=10$ мкм, $2r_f=200$ мкм. Удалось уменьшить угловую расходимость первичного пучка на порядок — с $\delta=3.8 \cdot 10^{-3}$ до величины $\delta_f \approx 3.9 \cdot 10^{-4}$ при почти полном сохранении интенсивности. Подробные результаты экспериментов такого типа будут опубликованы отдельно.

Список литературы

- [1] Рентгеновская оптика и микроскопия / Под ред. Г. Шмалья, Д. Рудольфа. М.: Мир, 1987. С. 56—129.
- [2] Mosher D., Stephanakis S. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. N 2. P. 105—107.
- [3] Vetterling W. T., Pound R. V. // J. Opt. Soc. Am. 1976. Vol. 66. N 10. P. 1048—1049.
- [4] Mallozzi P. J., Epstein H. M., Jung R. G. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 3. P. 1891—1895.
- [5] Rindby A. // Nucl. Instr. Meth. 1986. Vol. 249A. N 1. P. 536—540.
- [6] Watanabe M., Hidaka T., Tanina H. et al. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 45. N 7. P. 725—727.
- [7] Виноградов А. В., Кожевников И. В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1755—1761.
- [8] Жеваго Н. К., Рязанов А. И. // ФТТ. 1980. Т. 28. Вып. 1. С. 130—137.
- [9] Глебов В. И., Денисов Э. И., Жеваго Н. К. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 9. С. 1785—1792.
- [10] Бондаренко И. В., Елисеенко Л. Г., Романова Л. С. // Поверхность. 1990. № 6. С. 55—60.
- [11] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. М.: Наука, 1979.
- [12] Henke B. L. // Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1982. Vol. 27. P. 1—49.
- [13] Veigele W. J. // Atomic Data. 1973. Vol. 5. N 1. P. 52.
- [14] Борн М., Вольф Э. / Основы оптики. М.: Наука, 1970. 329 с.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
24 октября 1990 г.
В окончательной редакции
19 февраля 1991 г.