

01

Теоретический расчет углового распределения излучения на выходе плоского наноразмерного рентгеновского волновода

© А.М. Лерер, М.И. Мазурицкий, П.В. Махно, Д.А. Норанович

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону
E-mail: mazurmik@aaanet.ru

В окончательной редакции 19 сентября 2007 г.

Описана модель теоретического расчета углового распределения интенсивности излучения на выходе плоского рентгеновского волновода, представляющего собой воздушный зазор между двумя кварцевыми пластинами. Для CuK_α -флуоресценции получено хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными кривыми углового распределения интенсивности для волноводов, имеющих зазор между пластинами от 40 до 3000 нм. Сделан вывод о применимости метода Кирхгофа при расчете пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения.

PACS: 41.50.+h, 41.85.Ja, 61.44.Br, 61.85.+p, 78.70.Ck.

Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом лежит в основе многих методов физики, химии, биологии и др. Основными источниками рентгеновского излучения наряду с запаянной рентгеновской трубкой являются синхротроны, накопительные кольца, оснащенные ондуляторами и вигглерами, микролучевые и лазерно-плазменные источники. Более 20 лет назад был предложен метод формирования пучка с помощью так называемых рентгеновских бесщелевых коллиматоров [1]. Эти устройства представляют собой зазор между двумя плоскими полированными пластинами диэлектрика (кварца), расположенными на строго определенном расстоянии друг от друга. Если обеспечить скользящее падение лучей на внутренние поверхности пластин, то на выходе появляется интенсивный малорасходящийся рентгеновский пучок. На базе такой ячейки, варьируя расстояние и угол между

пластинами, можно получать сфокусированные пучки с различным сечением, расходимостью и плотностью излучения.

Теоретические основы оптики отражающих шероховатых поверхностей были рассмотрены достаточно давно (например, [2]). Однако возможность создания оптических систем для получения рентгеновских изображений предметов казалась почти невероятной, поскольку в оптике скользящего падения речь идет о предельно малых углах и соответственно о высоких требованиях к обработке отражающих поверхностей. При этом малые углы скольжения резко ограничивают светосилу приборов скользящего падения. В ряде случаев проблему удастся решить, используя фокусирующие рентгенооптические системы, состоящие из стеклянных микрокапилляров круглого, прямоугольного, конического и других профилей [3,4].

Системы скользящего падения основаны на явлении полного внешнего отражения. Рентгенооптические свойства отражающих материалов определяются в основном показателем преломления вещества. Коэффициент преломления обычно записывают в комплексной форме: $n = 1 - \delta + i\beta$, где β — показатель поглощения вещества, причем $\delta \ll 1$, $\beta \ll 1$ для любого материала. При почти нормальном падении лучей ($\theta \approx 90^\circ$) коэффициент отражения приближенно можно записать, используя формулы Френеля $R(\theta) \approx (\delta^2 + \beta^2)/4$. Поскольку значение δ и показателя поглощения β малы ($10^{-6} - 10^{-4}$) [5], постольку отражение рентгеновских лучей от поверхности при больших углах крайне незначительно. В случае, когда полное внешнее отражение происходит на (вблизи) границе раздела вакуум—вещество, для непоглощающего материала ($\delta > \beta \approx 0$), полное отражение имеет место при углах скольжения, меньших критического угла θ_c , где $\cos(\theta_c) = n = 1 - \delta$, т.е. $\theta_c \approx (2\delta)^{1/2}$. Это справедливо, когда энергия излучения намного превосходит энергии краев поглощения атомов, входящих в состав материала отражателя. Поглощение излучения поверхностью используется для исследования состава и строения приповерхностных слоев и тонкопленочных покрытий [6].

В настоящее время существует достаточное количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных транспортировке рентгеновского излучения через волноводы различной формы и размеров [7–11]. Нами проведен теоретический расчет углового распределения интенсивности на выходе плоского волновода при варьировании в широких пределах величины зазора между бесконечно длинными

пластинами. Рассмотрено распространение излучения в вакууме (воздухе) вдоль оси Z внутри зазора шириной $2h$, ограниченного по оси X . Среда, из которой сделан волновод — кристаллы кварца, полагалась непоглощающей для излучения $\text{CuK}\alpha$, поскольку, согласно [5], $\beta = 10^{-7}$. При расчете плоского бесконечно широкого вдоль оси Y волновода использовалось уравнение Гельмгольца для векторов электрического и магнитного поля.

Так как расстояние от волновода до детектора много больше длины волны, то излученная волна — цилиндрическая, амплитуда которой $\Phi(\varphi)$ зависит от угла φ , под которым излучение регистрируется. В приближении Кирхгофа значения $\Phi(\varphi)$ вычислялись по формуле:

$$\Phi(\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_s(x) \exp(ikx \sin \varphi) dx, \quad (1)$$

где $E_s(x)$ — суперпозиция полей $E_m(x)$ каждой из N -мод, распространяющихся в рентгеновском волноводе:

$$E_s(x) = \sum_{m=1}^N E_m(x).$$

Для H -волны электрическое поле m -й моды имеет вид

$$E_m(x) = \begin{cases} A_m \cos \chi_{1,m} x, & \text{при } |x| \leq h \\ B_m \exp(-\chi_{2,m} |x|), & \text{при } |x| \geq h \end{cases},$$

где A_m — амплитуда волны, определяемая ниже; $B_m = \exp(\chi_{2,m} h) \times \cos(\chi_{1,m} h) A_m$, $\chi_{1,m} = \sqrt{k^2 - \beta_m^2}$ и $\chi_{2,m} = \sqrt{\beta_m^2 - k^2 \varepsilon}$ — поперечные волновые числа m -й моды, β_m — постоянная распространения m -й моды, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в вакууме, λ — длина волны, ε — диэлектрическая проницаемость кварца.

С помощью (1) были найдены угловые распределения интенсивности излучения каждой моды рентгеновского волновода. Соотношение интенсивностей мод определялось путем решения задачи возбуждения плоской электромагнитной волной.

При расчетах интенсивностей предполагалось, что на выходе волновода поле имеет вид

$$E^0(x, z) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp\left(-\left(\frac{2\alpha}{\Delta}\right)^2\right) \exp(-ik_x x + ik_z z) d\alpha,$$

где $k_x = k \sin \alpha$, $k_z = k \cos \alpha$ — проекции волнового вектора на оси X и Z , α — угол падения плоской волны относительно оси волновода, Δ — экспериментальная полуширина дифракционного максимума.

Амплитуда A_m m -й моды вычислялась следующим образом:

$$A_m = \frac{1}{N_m} \int_{-\infty}^{\infty} E^0(x) H_{x,m}^*(x) dx,$$

где $H_{x,m}$ и $N_m = \int_{-\infty}^{\infty} E_m(x) H_{x,m}^*(x) dx$ — проекция напряженности магнитного поля на ось x и норма для m -й моды.

В рамках вышеописанной модели проведены численные расчеты, результаты которых сопоставлены с данными экспериментальных исследований, опубликованных в работах [7,8]. При сравнении теоретических и экспериментальных данных учитывались условия эксперимента, описанные авторами, включая ширины щелей волноводов, угловые размеры входной щели детектора и т.д. Для характеристического излучения $\text{CuK}\alpha$ ($\lambda = 1.5 \text{ \AA}$) в расчете использовалось значение диэлектрической проницаемости кварца $\varepsilon = (1 - \delta)^2$. Значение параметра δ полагалось равным $\delta = 6 \cdot 10^{-6}$ (см. [5]). Сопоставлены экспериментальные и теоретические пространственные распределения интенсивности характеристического излучения, прошедшего зазор между кварцевыми пластинками.

В расчете для волновода с шириной щели $2h = 43 \text{ nm}$ обнаружен одномодовый режим распространения излучения. Теоретически рассчитанный график углового распределения оказался близким к экспериментальному распределению интенсивности (см. рис. 1). На рис. 2 представлено сопоставление теоретических результатов с данными эксперимента [8] для волновода шириной $2h = 410 \text{ nm}$. Расчет показывает наличие четырех распространяющихся мод, однако большую часть излучения переносит основная мода. Когда $2h = 410 \text{ nm}$, ширина

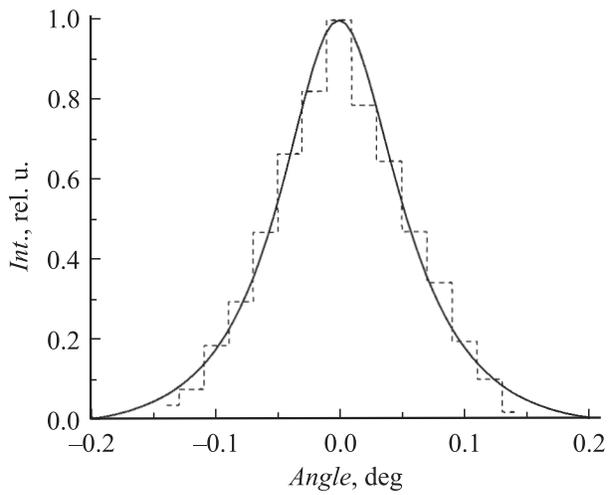


Рис. 1. Угловое распределение интенсивности для щелевого волновода $2h = 43$ nm. Сплошная линия — расчетная кривая, пунктирная — экспериментальная зависимость.

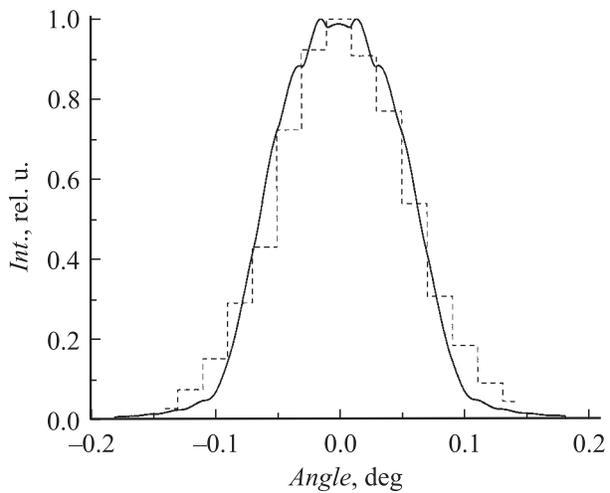


Рис. 2. Угловое распределение интенсивности для щелевого волновода $2h = 410$ nm. Сплошная линия — расчетная кривая, пунктирная — экспериментальная зависимость.

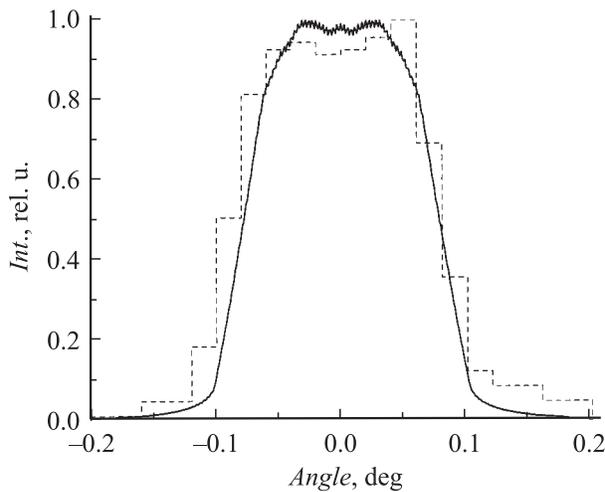


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности для щелевого волновода $2h = 3000$ nm. Сплошная линия — расчетная кривая, пунктирная — экспериментальная зависимость.

основной моды значительно меньше ширины экспериментального распределения и оно только отчасти напоминает предыдущий случай — одномодовый режим при ширине щели $2h = 43$ nm. Результаты расчета для волновода шириной 3000 nm изображены на рис. 3. При больших зазорах между пластинами угловая ширина основной моды во много раз меньше ширины экспериментального распределения. Транспортировка излучения происходит в многомодовом (29 мод) режиме. Суммарная угловая ширина распределения интенсивности в многомодовом режиме примерно в полтора раза превышает таковую в одномодовом режиме транспортировки излучения. При этом интегральная интенсивность практически линейно зависит от ширины щели волновода. Экспериментальные спектры, опубликованные в [8], показывают, что вплоть до 2000 nm кривые по ширине и форме напоминают одномодовый режим распространения излучения. Однако из наших расчетов следует, что при заданных условиях одномодовый режим возможен лишь при ширине зазора, не превышающей нескольких десятков нанометров. Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что, исполь-

зованная модель волновода, а также метод Кирхгофа могут успешно применяться при расчете пространственного распределения излучения на выходе из открытого конца рентгеновского волновода.

Список литературы

- [1] Лейкин В.Н., Мингазин Т.А., Зеленов В.И. // ПТЭ. 1984. № 6. С. 33–37.
- [2] Виноградов А.В., Кожевников И.В. Отражение и рассеяние рентгеновского излучения от шероховатых поверхностей. Труды ФИАН / Ред. А.Н. Ораевский. М.: Наука, 1989. Т. 196. С. 18–46.
- [3] Дудчик Ю.И., Комаров Ф.Ф., Константинов Я.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 5. С. 90–93.
- [4] Дабагов С.Б. // УФН. 2003. Т. 173. В. 10. С. 1083–1106.
- [5] Berkley National Laboratory, Center fo X-Ray Optics, X-Ray Interactions with Matter http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants/
- [6] Турьянский А.Г., Пиришин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81. В. 10. С. 610–613.
- [7] Егоров Е.В., Егоров В.К. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 2005. № 12. С. 24–46.
- [8] Egorov V.K., Egorov E.V. // Spectrochimica Acta Part. 2004. B59. P. 1049–1069.
- [9] Fuhse Ch., Salditt T. // Physica B. 2005. V 337. P. 57–60.
- [10] Pfeiffer F., David C., Burghammer M. // Science. 2002. V. 297. P. 230–234.
- [11] Bongaerts J.H.H., David C., Drakopoulos M. // J. Synchrotron Rad. 2002. V. 9. P. 383–393.