

Ю.И. ДУДЧИК

МНОГОЭЛЕМЕНТНАЯ СФЕРИЧЕСКАЯ ПРЕЛОМЛЯЮЩАЯ ЛИНЗА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРО- И НАНОРАЗМЕРНЫХ ПУЧКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

It is shown that multiple-unit spherical refractive lens may be used for forming $7\div 20$ keV X-ray microbeams from synchrotron sources. To receive X-ray beams with a size less than 300 nm, the lens should be combined with $0,3 R$ – in diameter diaphragm, where R – is individual lens curvature radius.

Развитие рентгеновской и ускорительной техники привело к появлению мощных источников направленного рентгеновского излучения в виде синхротронов. При этом так называемые синхротроны третьего поколения, к которым относятся ESRF (Франция), APS (США) и SPring-8 (Япония), позволяют получать интенсивные рентгеновские пучки с поперечным размером около 100 мкм и энергией фотонов $5\div 20$ кэВ. Такие пучки могут быть сфокусированы в пятна микронных размеров с использованием целого ряда оптических элементов: изогнутых кристаллов и многослойных рентгеновских зеркал, зонных пластинок, брэгг-френелевских линз, линз Кумахова, конических или параболических монокапилляров. Микропучки рентгеновского излучения используются для реализации таких исследовательских методик, как рентгенофлуоресцентный микроанализ, малоугловое рассеяние и дифракция, сканирующая микроскопия. В связи с развитием нанотехнологий значительно вырос интерес и к нанопучкам рентгеновского излучения, а также к устройствам, которые могут быть использованы для их формирования. Считается, что такими устройствами в первую очередь могут быть преломляющие рентгеновские линзы и зонные пластинки. При этом необходимо отметить, что, несмотря на условность термина «нано», в рентгеновской оптике под нанопучком понимается пучок размером меньше $300\div 200$ нм.

Многоэлементная преломляющая рентгеновская линза является относительно новым оптическим элементом и впервые была предложена в [1], хотя до этого в течение почти 100 лет считалось, что преломляющая оптика для рентгеновского диапазона неэффективна. Чтобы усилить эффект преломления, в [1] была предложена конструкция линзы, состоящей из большого числа (100 и более) двояковогнутых микролинз, расположенных соосно. Линзы выполнены из материала, содержащего элементы с небольшим порядковым номером (бериллий, литий, углерод) или полимер. Радиус кривизны отдельной микролинзы составляет $100\div 200$ мкм. Линзы изготавливаются разными методами, в том числе прессованием отдельных элементов с последующим расположением их соосно или с использованием методики LIGA. При этом возникает целый ряд проблем, связанных с юстировкой многоэлементной системы, а также с обеспечением относительно высокого качества формы поверхности линзы и ее гладкости. Идеальная преломляющая линза может быть использована для фокусировки рентгеновских лучей в пятно размером в десятки нанометров, на практике оно составило около 200 нм.

В НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ разработана многоэлементная преломляющая линза для рентгеновских лучей с относительно коротким фокусным расстоянием, например, для фотонов с энергией 8 кэВ – 10 см [2–6]. Линза представляет собой стеклянный капилляр, заполненный большим числом ($100\div 300$) двояковогнутых микролинз из эпоксидной смолы. Радиус кривизны отдельной микролинзы совпадает с радиусом канала капилляра, благодаря чему становится возможным создание линзы с радиусом кривизны поверхности $10\div 50$ мкм, что трудно реализовать другими известными методами. Оптические параметры линз были исследованы на синхротронах SPring-8 (Япония) [3], SSRL и APS (США) [5, 6], ANKA (Германия) [7] и ESRF (Франция) [8]. Проведенные исследования показали, что линзы фокусируют пучок фотонов с энергией $7\div 18$ кэВ от синхротрона в пятно размером в несколько микрометров.

Цель данной работы – обобщить результаты исследования оптических параметров многоэлементной преломляющей рентгеновской линзы, разработанной в НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, и оценить возможность использования линзы для формирования нанопучков рентгеновского излучения.

Оптические параметры рентгеновской линзы

Поскольку действительная часть показателя преломления n в рентгеновском диапазоне меньше единицы, то фокусировку рентгеновских лучей можно осуществить с помощью двояковогнутой линзы. Чтобы усилить преломляющие свойства линзы, в [1] было предложено использовать вместо од-

ной линзы N соосно расположенных микролинз. Фокусное расстояние f такой системы определяется как

$$f = \frac{f_1}{N} = \frac{R}{2N\delta},$$

где f_1 – фокусное расстояние для одной линзы, R – радиус кривизны линзы, $(1 - \delta)$ – действительная часть комплексного показателя преломления $n = 1 - \delta - i\beta$, $i\beta$ – мнимая часть, $\beta = 1/(4\pi)\mu\lambda$, μ – линейный показатель ослабления, λ – длина волны.

Для рентгеновских фотонов с энергией вдали от краев поглощения величина δ может быть рассчитана в рамках модели свободного электронного газа как

$$\delta = 0,5(h\omega_p/h\omega)^2,$$

где $h\omega_p$ – энергия возбуждения плазменных колебаний электронов, $h\omega$ – энергия рентгеновских фотонов. Величина $h\omega_2$ может быть рассчитана из следующего соотношения:

$$h\omega_p^2 = (1,24 \cdot 10^{-6}) 2e^2 Z N_a \rho / (\pi A m c^2), \quad (1)$$

где e – заряд электрона, Z – суммарный заряд атома, N_a – число Авогадро, A – атомная масса, m – масса электрона, c – скорость света, ρ – плотность вещества.

Как показано в [1–5], перспективным материалом для преломляющей рентгеновской линзы является вещество с небольшим порядковым номером, для которого отношение β/δ мало. В качестве такого вещества мы выбрали эпоксидную смолу. Расчет отношения β/δ , равного 0,0019 для фотонов с энергией 8 кэВ, проводился, исходя из химической формулы для эпоксидной смолы $C_{100}H_{200}O_{20}N$ с плотностью 1 г/см³. Значение энергии возбуждения плазменных колебаний для эпоксидной смолы по (1) равно 22 эВ, линейный коэффициент поглощения μ для фотонов с энергией 8 кэВ составил 5,84 см⁻¹.

Методика изготовления линзы состоит в последовательном формировании пузырьков воздуха в стеклянном капилляре, предварительно заполненном исходным материалом [2–6]. На рис. 1 показан стеклянный капилляр, внутри которого сформированы двояковогнутые микролинзы из эпоксидной смолы. Проведенные исследования показали, что микролинзы в капилляре являются сферическими с радиусом кривизны, равным радиусу канала капилляра [4], и обладают высокой радиационной стойкостью, что важно при работе с интенсивными источниками излучения, такими как синхротрон [3].

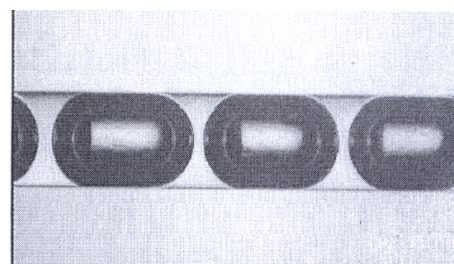


Рис. 1. Микрофотография стеклянного капилляра ($2h = 200$ мкм), внутри которого сформированы двояковогнутые микролинзы из эпоксидной смолы, разделенные воздушными пузырьками

Преломляющая рентгеновская линза, как и линза для видимого излучения, позволяет получать уменьшенное изображение источника излучения, что используется для получения микро- и нанопучков от синхротронных источников. Как правило, область пространства, в которой формируется рентгеновский пучок, удалена от объекта исследования на расстояние 10÷50 м, что значительно превышает фокусное расстояние линзы. Размер фокусного пятна S_1 рентгеновской линзы можно определить по следующим формулам:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f},$$

$$S_1 = S \frac{f}{a - f},$$

где a – расстояние от источника излучения до линзы, b – расстояние от линзы до плоскости изображения, S – размер источника излучения. Если источник излучения удален достаточно далеко от линзы, то размер его изображения приближается к размеру дифракционного пятна, радиус которого R_{dif} рассчитывается по формуле

$$R_{dif} = 0,61 \frac{\lambda f}{R_a},$$

где R_a – апертура линзы.

Возможности преломляющей оптики иллюстрируются в табл. 1 параметрами синхротронов SSRL (США), APS (США), ANKA (Германия), ESRF (Франция), на которых испытывались линзы, разрабо-

танные в НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ; размеры источника (FWHM) указаны в двух направлениях – вертикальном и горизонтальном.

Таблица 1

Параметры синхротронов, на которых испытывались рентгеновские линзы

Название синхротрона, номер линзы	Расстояние от источника до линзы, м	Размер источника излучения, мкм × мкм	Энергия фотонов, кэВ
SSRL, № 1	16,8	400 × 1700	7; 8
APS, № 2	58	23 × 97	18; 20
ANKA, № 3	12,7	250 × 800	12; 14
ESRF, № 4	55	80 × 250	18

В табл. 2 суммированы результаты измерений фокусного расстояния и фокального пятна для линз № 1–4, отличающихся числом микролинз. Радиус кривизны поверхности у всех линз равен 100 мкм.

Таблица 2

Результаты измерений параметров линз № 1–4

Параметры	Линза						
	№ 1	№ 1	№ 2	№ 2	№ 3	№ 3	№ 4
Энергия фотонов, кэВ	8	7	18	20	12	14	18
Число микролинз в линзе	102	102	349	349	224	224	112
Радиус кривизны линзы, мкм	100	100	100	100	100	100	100
Рассчитанное фокусное расстояние линзы, мм	125	96	186	230	145	192	587
Измеренное расстояние до плоскости изображения, мм	140	100	208	250	146	195	575
Рассчитанное расстояние до плоскости изображения, мм	126	97	192	240	147	195	590
Измеренное фокусное пятно, мкм	2,7	4	1,5	2,1	2,2	3,0	2,7
Рассчитанный размер фокусного пятна, мкм	3,2	2,7	0,08	0,1	2,5	3,3	0,8
Измеренное пропускание линзы, %	27	5	39	46	9,5	21,5	–

Размер пучка в фокальной плоскости для линз № 1 и № 2 определялся методом «ножа» [5, 6], для линзы № 3 – методом сканирования с использованием флуоресцентной мишени [7], для линзы № 4 пучок визуализировался рентгеновской ПЗС-камерой [8]. В табл. 2 приведены вертикальные размеры фокусного пятна, из которых видно, что рассчитанные значения расстояния до плоскости изображения линзы с измеренными хорошо согласуются. Фокусное расстояние линзы определялось с помощью величины δ , рассчитанной в рамках модели свободного электронного газа, что оказалось оправданным для вычислений оптических параметров линзы. Рассчитанные и измеренные размеры пучка в плоскости изображения для линз № 1 и № 3 также хорошо согласуются. Размер пучка составляет несколько микрометров, поэтому линзы перспективны для формирования микропучков рентгеновского излучения. Установлено расхождение между измеренным и ожидаемым значением размера пучка в плоскости изображения для линзы № 2: измеренное значение составляет 1,5 и 2,1 мкм для фотонов с энергией 18 и 20 кэВ соответственно. Ожидаемые значения указанного параметра – 0,08 и 0,1 мкм. Причины расхождения состоят в том, что для измерения профиля пучка использовалась диафрагма с размером щели около 1 мкм, поэтому нельзя было измерить профиль пучка с большей точностью.

Формирование нанопучков рентгеновского излучения

Рассмотрим возможность использования разработанных рентгеновских линз для формирования наноразмерных пучков. Исходя из приведенных в табл. 1 параметров синхротронов можно предположить, что для этих целей перспективно использование линзы с фокусным расстоянием 1÷10 см для фотонов с энергией, например, равной 8 кэВ. Такие линзы могут быть изготовлены описанным способом формирования микролинз в стеклянном капилляре с радиусом канала 20÷100 мкм, однако их недостатком является то, что их поверхность имеет сферическую форму, поскольку сферические aberrации приводят к размыванию фокального пятна до величины в несколько микрометров. Из оптики видимого диапазона известно, что для уменьшения сферических aberrаций можно использовать диафрагму. Проведем соответствующий расчет для размера диафрагмы.

Рентгеновская линза состоит из заданного числа сферических микролинз, и сферические aberrации системы можно оценить тем же способом, как это сделано для излучения видимого диапазона.

Для описания эффекта полезно рассмотреть по крайней мере две плоскости на оптической схеме линзы. Эти плоскости обозначены как MS и PP на рис. 2, на котором показаны траектории рентгеновских лучей, которые формирует фокальное пятно рентгеновской линзы. Линза состоит из 102 микролинз с радиусом кривизны 100 мкм каждая. Энергия фотонов – 8 кэВ, источник расположен на расстоянии 16,9 м от линзы, что соответствует условиям эксперимента [5, 6], результаты которого отражены в табл. 2 (линза № 1). За линзой расположена диафрагма с апертурой 100 мкм. Плоскость PP является фокальной, MS – плоскость, где пучок имеет наименьший размер.

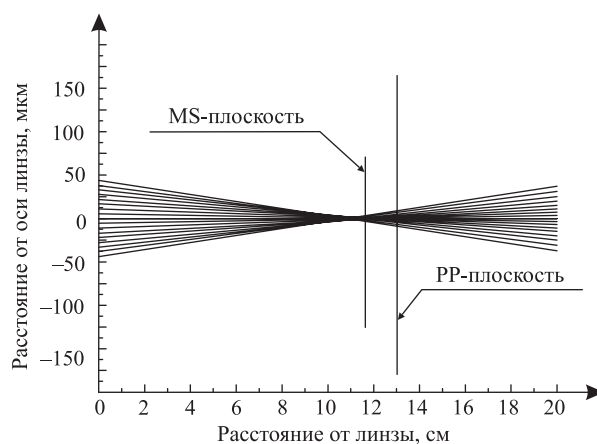


Рис. 2. Траектории рентгеновских лучей, формирующих фокальное пятно рентгеновской линзы

Для сферической линзы радиус пучка R_{pp} в фокальной плоскости можно уменьшить, используя диафрагму радиусом R_d . В рамках абберационной теории третьего порядка между указанными величинами существует соотношение [9]

$$R_{pp} = fBR_d^3, \tag{2}$$

где B – коэффициент Зейделя. Как показано в [4], уравнение (2) для случая многоэлементной рентгеновской линзы можно переписать как

$$R_{pp} = \frac{1}{2} \frac{R_d^3}{R^2}. \tag{3}$$

Согласно расчетам [4] уравнение (3) с достаточной степенью точности описывает зависимость R_{pp} от R_d для случая, когда $R_d < 0,6 R$. Радиус пучка R_{ms} в плоскости MS зависит от радиуса пучка R_{pp} в фокальной плоскости как

$$R_{ms} = \frac{1}{4} R_{pp} = \frac{1}{8} \frac{R_d^3}{R^2}.$$

Расстояние L_{ms} от линзы до MS -плоскости определяется следующим соотношением:

$$L_{ms} = f \frac{(R_d + R_{ms})}{(R_d + R_{pp})}.$$

Например, $L_{ms} = 0,917 f$ для случая, когда $R_d = 0,5 R$.

Радиус пучка R_{ms} в плоскости MS уменьшается одновременно с размером диафрагмы, при этом существенную роль начинают играть дифракционные эффекты, приводящие к уширению пучка. Поэтому существует оптимальный радиус диафрагмы R_{d-opt} , при котором радиус пучка в плоскости MS достигает своего минимального значения R_{ms-min} : в рамках дифракционной теории Эйри это значение равно $0,61\lambda L_{ms}/R_{d-opt}$, где λ – длина волны. Радиус диафрагмы R_{d-opt} определяется из следующего уравнения:

$$\frac{1}{8} \frac{R_{d-opt}^3}{R^2} = \frac{0,61\lambda L_{ms}}{R_{d-opt}}. \tag{4}$$

Решение уравнения (4) для R_{d-opt} и минимального радиуса пучка R_{ms-min} при предположении, что $L_{ms}=f$, записывается следующим образом:

$$R_{d-opt} = \left(\frac{2,44 R^3 \lambda}{\delta N} \right)^{1/4}, \tag{5}$$

$$R_{ms-min} = \frac{0,61\lambda f}{R_{d-opt}}. \tag{6}$$

Будет интересно отметить, что результат для R_{d-opt} (выражение (5)) совпадает с точностью до коэффициента с радиусом так называемой параболической апертуры линзы R_p [1, 10]:

$$R_p = \left(\frac{2 R^3 \lambda}{\delta N} \right)^{1/4}, \tag{7}$$

который был получен в рамках волновой теории. Смысл параметра R_p состоит в том, что рентгеновские лучи от удаленного источника, на расстоянии R_p от оси пересекающие линзу, фокусируются ею в дифракционное пятно. При сравнении выражений (5) и (7) видно, что они совпадают с точностью до коэффициента.

Выражения (5) для R_{d-opt} и (6) для R_{ms-min} могут быть использованы для расчета ожидаемого минимального размера пятна, в которое может быть сфокусировано излучение от удаленного источника с использованием многоэлементной сферической преломляющей линзы. Результаты такого расчета приведены в табл. 3, где указаны параметры преломляющей линзы: число микролинз и радиус кривизны их поверхности, размер диафрагмы, а также ожидаемый размер пучка в плоскости MS .

Таблица 3

Параметры многоэлементной сферической рентгеновской линзы
и рентгеновского пучка для фотонов с энергией 8 кэВ

Характеристики линзы	Фокусное расстояние, мм	Диаметр диафрагмы, мкм	Диаметр пучка, мкм
$N=100, R=100$ мкм	132	62	0,78
$N=200, R=100$ мкм	66	53,2	0,46
$N=300, R=100$ мкм	44	48	0,34
$N=100, R=50$ мкм	66	37,6	0,66
$N=200, R=50$ мкм	33	31,6	0,39
$N=300, R=50$ мкм	22	28	0,3
$N=100, R=25$ мкм	33	22	0,56
$N=200, R=25$ мкм	16,5	18,8	0,33
$N=300, R=25$ мкм	11	17	0,24

Согласно данным табл. 3, для формирования пучков размером меньше 300 нм перспективным является использование рентгеновских линз, состоящих, например, из 300 микролинз с радиусом кривизны поверхности 25 мкм. При дальнейшем уменьшении радиуса кривизны поверхности линзы, например, до величины в 5 мкм (число микролинз – 300) можно ожидать, что размер пучка будет около 160 нм.

Пропускание многоэлементных линз зависит от толщины d отдельной микролинзы и их числа. Так, описанная нами методика формирования микролинз в стеклянном капилляре позволяет получать микролинзы толщиной около 5 мкм. В этом случае пропускание линзы $T = \exp(-\mu Nd)$, состоящей из 300 микролинз, для фотонов с энергией 8 кэВ равно 0,41, где μ – показатель ослабления, равный $5,84 \text{ см}^{-1}$.

На основании приведенных результатов можно сделать вывод о том, что многоэлементные сферические рентгеновские линзы могут использоваться для формирования микропучков рентгеновского излучения. Для получения рентгеновских пучков размером меньше 300 нм от удаленного источника излучения необходимо дополнительно использовать диафрагму, радиус отверстия которой приблизительно равен $0,3 R$.

1. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B.A. // Nature. 1996. Vol. 384. P. 49.
2. Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. Vol. 421. P. 361.
3. Kohmura Y., Awaji M., Suzuki Y. et al. // Rev. Sci. Instr. 1999. Vol. 70. P. 4161.
4. Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N., Komarov F.F. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. Vol. 454. P. 512.
5. Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N., Komarov F.F. et al. // Rev. Sci. Instr. 2004. Vol. 75. № 11. P. 651.
6. Dudchik Yu.I., Komarov F.F., Piestrup M.A. et al. // Spectrochimica Acta Part B. 2007. Vol. 62. P. 598.
7. Dudchik Yu. I., Simon R., Baumbach T. // Материалы VII Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом, ВИТТ-2007», Минск, 26–28 сент. 2007 г. Мн., 2007. С. 239.
8. Дудчик Ю.И., Власукова Л.А., Комаров Ф.Ф. и др. // Там же. С. 248.
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973. С. 205.
10. Piestrup M.A., Beguiristain H.R., Gary C.K. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. Vol. 173. P. 170.

Поступила в редакцию 01.04.08.

Юрий Иванович Дудчик – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории элионики НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ.