

Ю. И. ДУДЧИК, Н. Н. КОЛЬЧЕВСКИЙ, Ф. Ф. КОМАРОВ

ПРЕЛОМЛЯЮЩАЯ ОПТИКА ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

ВВЕДЕНИЕ

Появление новых мощных источников жесткого рентгеновского излучения, таких как источники синхротронного излучения третьего поколения Spring-8 (Япония), European Synchrotron Radiation Facility (Франция), APS (США), и микрофокусных рентгеновских аппаратов, выпускаемых фирмами Siemens, Philips, Kevex, стимулировало работы по преломляющей оптике для жестких рентгеновских лучей. Поскольку показатель преломления вещества для рентгеновских фотонов меньше единицы, то фокусировка рентгеновского излучения может быть осуществлена при помощи двояковогнутой линзы. Однако расчеты показывают [1], что фокусное расстояние такой линзы составляет величину 50-100 м, которая является слишком большой для каких-либо практических применений. Этот факт является основой для широко распространенного убеждения, что преломляющая оптика для рентгеновских лучей невозможна. Попытки уменьшить фокусное расстояние линзы привели к созданию нового типа рентгеновской линзы, предложенной А. Снигиревым и др. [2]. Линза состоит из большого числа (10-300) двояковогнутых микролинз, изготовленных из материала с малым порядковым номером (бериллий, углерод, полимер, алюминий) и расположенных соосно. Первоначально линза была выполнена путем сверления большого количества отверстий в пластине из алюминия. Роль линз играли перешейки между отверстиями. Эксперименты на синхротроне ESRF (Франция) [2-5] показали возможность фокусировки рентгеновских фотонов с энергией 10-15 кэВ в пятно размером в несколько микрометров. Эти работы фактически послужили толчком к началу исследований в области преломляющей рентгеновской оптики, конечной целью которых, как это можно предположить, является создание рентгеновского микроскопа, работающего в жестком рентгеновском диапазоне с энергией фотонов 5 - 30 кэВ [6].

Исследователи из Японии предложили и испытали на синхротроне Spring-8 «пузырьковую» преломляющую линзу [7]. Линза состоит из большого числа (100-200) воздушных пузырьков, сформированных в органической жидкости.

Группа сотрудников из США и Швеции разработала планарную (одномерную) рентгеновскую линзу [8]. Она состоит из двух пластин с рельефом, размещенных одна над другой. Линза использована в медицинской установке для маммографии. В качестве источника излучения использовалась серийная рентгеновская трубка.

Сотрудники Института проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов (Черноголовка, Россия) разработали и испытали параболическую преломляющую линзу для фокусировки характеристического излучения атомов мо-

либдена (энергия фотонов – 17,46 кэВ) [9]. В качестве источника излучения была использована мощная микрофокусная рентгеновская трубка с вращающимся анодом.

Основные работы по преломляющей рентгеновской оптике проводятся, как это следует из цитированных выше научных работ, в таких научных центрах, как: European Synchrotron Radiation Facility (Франция), Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова (Россия), Physikalisches Institut (Германия), Harima Institute, The Institute of Physical and Chemical Research, Japan Synchrotron Radiation Research Institute (Япония), Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов (Россия), Lawrence Berkeley National Laboratory (США) и Royal Institute of Technology (Швеция).

Идея рентгеновской линзы, описанная в работе [2], была развита коллективом сотрудников Института прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ и реализована как микрокапиллярная преломляющая линза для рентгеновских лучей [10, 11]. Идея микрокапиллярной линзы основана на хорошо известном факте, что капля смачивающей жидкости, помещенная в стеклянный капилляр, принимает форму двояковогнутой линзы. В качестве жидкости могут быть использованы различные сорта промышленного клея. Применяя метод, описанный в работе [10], можно разместить 5–300 двояковогнутых линз в одном стеклянном капилляре. Расчеты, проведенные в [10], показали, что такая линза может быть использована для фокусировки пучка фотонов с энергией 5–30 кэВ в пятно размером в 1–2 микрометра. При этом ожидаемый коэффициент усиления плотности потока фотонов в фокусе линзы равен 100–700. В отличие от описанных в [2–5, 7–9], микрокапиллярная линза для рентгеновских лучей пригодна для передачи изображения объектов в жестком рентгеновском диапазоне. Работоспособность микрокапиллярной линзы была проверена на синхротроне Spring-8 (Япония). В ходе этих исследований определялось фокусное расстояние линзы, ее коэффициент усиления для фотонов с энергией 18 кэВ, а также возможность получения увеличенного изображения объекта, помещенного перед линзой. При этом удалось получить увеличенное изображение (вначале в 2–3 раза и позже в 80 раз) золотой сетки, помещенной перед линзой. Результаты исследований опубликованы в [12, 13] и обобщены в [14].

В данной работе рассмотрены особенности распространения рентгеновского излучения в системах, содержащих большое число преломляющих поверхностей, особенности формирования сферических двояковогнутых микролинз в стеклянных капиллярах, а также результаты экспериментального исследования по формированию пучков жесткого рентгеновского излучения с помощью устройств преломляющей рентгеновской оптики.

1. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ СИСТЕМАХ

1.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

Распространение рентгеновского излучения в веществе можно описать с помощью комплексного показателя преломления n [1]:

$$n = 1 - \delta - i\beta, \quad (1)$$

где δ – единичный декремент, β – коэффициент, характеризующий поглощение.

Для энергий рентгеновских фотонов, далеких от краев поглощения, величина δ может быть рассчитана в рамках модели свободного электронного газа:

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

где $h\omega_p$ – энергия возбуждения плазменных колебаний в веществе, $h\omega$ – энергия рентгеновских фотонов.

Энергия возбуждения плазменных колебаний может быть рассчитана на основе следующего соотношения:

$$h\omega_p^2 = (1,24 \cdot 10^{-6}) 2 e^2 Z N_a \rho / (\pi A m c^2), \quad (3)$$

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

Величина энергии возбуждения плазменных колебаний для эпоксидного клея равна 22 эВ, для стекла – 30 эВ, для бериллия – 26 эВ, для золота – 80 эВ, для лития – 14 эВ, для меди – 58 эВ.

Коэффициент β выражается следующим образом:

$$\beta = 1 / (4\pi) \mu \lambda, \quad (4)$$

где μ – линейный коэффициент поглощения, λ – длина волны рентгеновского излучения.

В табл. 1 приведены рассчитанные значения δ и β для ряда веществ и при различных энергиях рентгеновских фотонов. Расчеты показывают, что значения величин δ и β изменяются в пределах 10^{-4} – 10^{-9} и быстро убывают при возрастании энергии рентгеновских фотонов.

Таблица 1

Рассчитанные значения единичного декремента δ и коэффициента β , характеризующего поглощение

Энергия фотонов, кэВ	5		10		20		50	
	δ	β	δ	β	δ	β	δ	β
H ₂ O	9.с-6	8.с-6	2.с-6	5.с-7	6.с-7	4.с-8	9.с-8	4.с-9
SiO ₂	2.с-5	6.с-5	5.с-6	4.с-6	1.с-6	3.с-7	2.с-7	1.с-8
Au	1.с-4	3.с-3	3.с-5	2.с-4	8.с-6	6.с-5	1.с-6	2.с-6

Величины δ и β характеризуют соответственно преломление и поглощение рентгеновского излучения веществом. Отношение δ/β увеличивается при увеличении энергии рентгеновских фотонов и при использовании веществ с низкой плотностью.

Поглощение излучения в веществе описывается законом Бугера:

$$I = I_0 \exp(-\mu x), \quad (5)$$

где I – интенсивность плоской монохроматичной волны; прошедшей слой вещества толщиной x ; I_0 – начальная интенсивность; x – длина пути излучения в веществе.

Преломление рентгеновского луча на границе раздела двух сред можно описать с помощью закона Снеллиуса [1]:

$$\cos \varphi_0 = n \cos \varphi, \quad (6)$$

где φ_0 — угол между направлением распространения падающего луча и границей раздела, φ — угол между направлением распространения преломленного луча и границей раздела.

Действительная часть комплексного показателя преломления $(1-\delta)$ меньше 1, следовательно, при переходе из вакуума в вещество рентгеновские лучи будут отклоняться к поверхности раздела.

В приближении малости δ из уравнения (6) можно рассчитать изменение угла распространения рентгеновского луча $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi = \varphi_0 - (\varphi_0^2 - 2\delta)^{1/2}. \quad (7)$$

Уравнение (7) показывает, что максимальный угол, на который отклонится при преломлении рентгеновский луч $\Delta\varphi_{\max}$, составляет $(2\delta)^{1/2}$ и равен 10^{-2} – 10^{-4} рад.

1.2. МНОГОЭЛЕМЕНТНАЯ ЛИНЗА ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Так как действительная часть показателя преломления $(1-\delta)$ в рентгеновском диапазоне меньше единицы, то фокусировку рентгеновских лучей можно осуществить с помощью двояковогнутой линзы. Для тонкой двояковогнутой линзы фокусное расстояние линзы F выражается в виде:

$$F = R / (2\delta), \quad (8)$$

где R — радиус кривизны линзы [1].

В табл. 2 показаны рассчитанные значения фокусного расстояния двояковогнутой линзы для различных энергий рентгеновских фотонов. Радиус самих линз равен 0,1 мм. Линзы изготовлены из различных материалов, отличающихся плотностью.

Таблица 2

Рассчитанные значения фокусного расстояния F (м) для линз, изготовленных из различных веществ

Энергия фотонов, кэВ	5	10	20	50
SiO ₂	2,7	11	44	272
Au	0,4	1,6	6,2	25

Из табл. 2 видно, что величина фокусного расстояния преломляющей линзы, как правило, значительно больше 1 м. Получить фокусное расстояние меньше метра можно при использовании линз, изготовленных из материала с высокой плотностью (например, из золота).

Однако материалы с высокой плотностью характеризуются значительной величиной коэффициента поглощения рентгеновских лучей. В табл. 3 показаны рассчитанные значения средней длины пробега фотонов $L = 1/\mu$, где μ — линейный коэффициент поглощения. Расчеты проведены для тех же материалов и энергий рентгеновских фотонов, что и в табл. 2. Можно предположить, что диаметр линзы по порядку величины должен совпадать со средней длиной пробега фотонов в материале линзы. В этом случае следует ожидать, что пропускание линзы T будет составлять величину, равную $2 \exp(-[d\mu + 1])$, где d — толщина линзы в узкой ее час-

ти, и при $d = 0$ оно равно 0,7. Как видно из табл.3, средняя длина пробега фотонов в материалах с высокой плотностью (например, в золоте) составляет несколько микрометров. Очевидно, что линзы диаметром в несколько микрометров не представляют большого практического интереса, и поэтому вплоть до настоящего времени считалось нецелесообразным использование преломляющих линз в рентгеновском диапазоне.

Таблица 3

Рассчитанные значения средней длины пробега L (мкм) фотонов в веществе

Энергия фотонов, кэВ	5	10	20	50
SiO ₂	33	227	1667	14286
Au	0,7	4	8	103

В 1996 г. А. Снигирев и др. [2] предложили конструкцию составной преломляющей линзы. Идея такой системы состоит в использовании набора двояковогнутых линз, расположенных вдоль общей оси для уменьшения фокусного расстояния. Первоначальная конструкция линзы представляла собой пластину алюминия с просверленными в ней 30 цилиндрическими отверстиями диаметром 0,6 мм. Перешейки между отверстиями играли роль линз. С помощью такой линзы удалось сфокусировать синхротронное излучение с энергией фотонов 15 кэВ в линию толщиной 8 мкм. Фокусное расстояние линзы равнялось 2 м, полученное усиление – 3 [2].

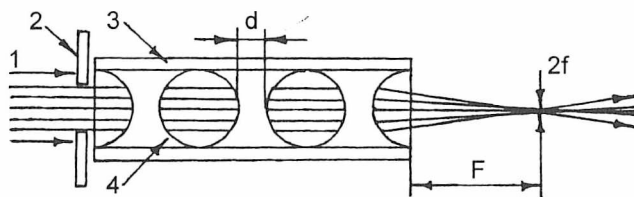


Рис. 1. Схема микрокапиллярной линзы.

1 – рентгеновские лучи, 2 – диафрагма,

3 – стеклянный микрокапилляр, 4 – двояковогнутая линза

Идея составной линзы допускает целый ряд технических решений. В частности, нами предложена конструкция микрокапиллярной линзы [10,11]. Схема ее показана на рис. 1. Микрокапиллярная линза представляет собой стеклянный капилляр 1, заполненный большим числом двояковогнутых линз 2. На рис. 1 схематично показан ход рентгеновских лучей. Основная идея микрокапиллярной линзы заключается в том, что капля жидкости, помещенная в капилляр, принимает форму двояковогнутой линзы. Для изготовления линз были использованы жидкости (глицерин, вода) и отвердевающие полимеры (промышленные клеи различных сортов). Последние условно можно разделить на две группы: клеи, объем которых уменьшается при затвердении, и клеи, объем которых сохраняется постоянным. Промышленный оптически прозрачный эпоксидный клей относится ко второй группе. Основными элементами используемых веществ являются водород, кислород, углерод, что обеспечивает низкий коэффициент поглощения.

1.3. РАСЧЕТ РЕНТГЕНООПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛИНЗЫ

Фокусировку рентгеновского излучения с помощью системы преломляющих линз можно описать следующими параметрами: фокусное расстояние, пропускание, усиление плотности потока рентгеновских фотонов, размер фокусного пятна [13–15].

Фокусное расстояние системы линз F выражается следующим соотношением:

$$F = R / (2\delta N), \quad (9)$$

где N — число линз.

Пропускание линзы T , равное отношению числа фотонов, прошедших через линзу, к числу фотонов, попавших в линзу, можно приблизительно оценить по пропусканию центральной части линзы, используя соотношение

$$T = \exp(-\mu N d). \quad (10)$$

Следует заметить, что пропускание всей сложной линзы будет меньше, так как основная часть излучения проходит путь в веществе больший, чем Nd .

Усиление G равно отношению плотности потока рентгеновских фотонов в фокусном пятне линзы к плотности потока рентгеновских фотонов на входе линзы:

$$G = \rho_f / \rho_0, \quad (11)$$

где ρ_0 — плотность потока рентгеновских фотонов на входе линзы, ρ_f — плотность в фокусном пятне.

На рис. 2 показаны рассчитанные траектории рентгеновских фотонов, прошедших систему сферических линз. Как видно из рис. 2, не все лучи пересекают оптическую ось в фокальной плоскости; это приводит к размытию фокусного пятна (сферической аберрации). В теории аберрации при описании сфокусированного пучка принято выделять три плоскости (см. рис. 2). Плоскость A характеризует первое пересечение луча с оптической осью системы. В плоскости B пучок имеет

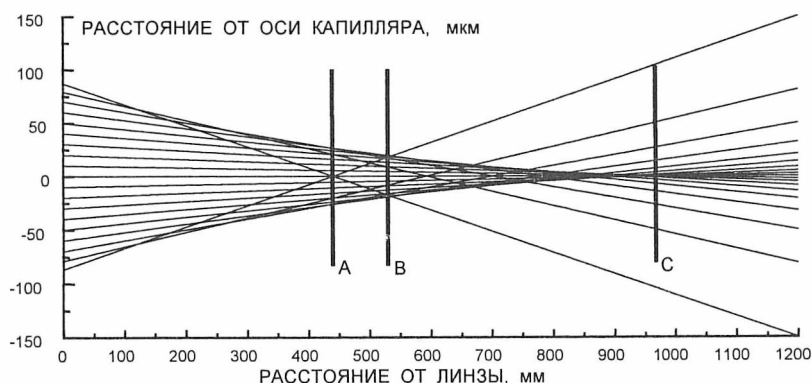


Рис. 2. Траектории рентгеновских фотонов на выходе из линзы: энергия фотонов — 18 кэВ, радиус линзы — 100 мкм, число линз — 71 (линзы изготовлены из эпоксидного клея). А — плоскость первого пересечения луча с оптической осью, В — плоскость наименьшего размера пучка, С — фокальная плоскость

минимальный радиус. Плоскость C представляет фокальную плоскость. Различают поперечные и продольные сферические aberrации. Мерой продольной сферической aberrации является расстояние между плоскостями A и C , поперечной — размер пучка в фокальной плоскости C .

Рассмотрим поперечную сферическую aberrацию микрокапиллярной линзы для установления зависимости размера пучка в фокальной плоскости от радиуса диафрагмы линзы. В теории aberrации радиус фокусного пятна представляется функцией радиуса диафрагмы линзы в следующем виде:

$$R_f = a R_d^3 + b R_d^6 + c R_d^9 + \dots, \quad (12)$$

где a, b, c — коэффициенты.

Расчет размеров фокусного пятна можно провести в рамках aberrационной теории Зейделя 3-го порядка, учитывая в разложении (13) только члены третьего порядка [15]. Так как линейные размеры системы линз значительно меньше их фокусного расстояния, то можно предположить, что aberrации системы линз можно исследовать на модели одной тонкой линзы. Показатель преломления такой линзы, как следует из уравнения (9), равен $(1 - \delta N)$. Для тонкой линзы и случая бесконечно удаленного точечного источника радиус пучка в фокальной плоскости равен:

$$R_f = F B R_d^3, \quad (13)$$

где B — коэффициент Зейделя:

$$B = 1, 2 \left\{ 1/R_1^3 (n-1)/n^2 + [n/R_2 - (n-1)/R_1]^2 [(1-n)/R_2 + (n-1)/R_1 - (n-1)/n^2/R_1] \right\}, \quad (14)$$

а $R_1 = -R_2 = R$ — радиус кривизны линзы.

В приближении $\delta N \ll 1$ уравнение (13) принимает следующий вид:

$$R_f = 1/2 R_d^3 / R^2. \quad (15)$$

Чтобы проверить полученное соотношение, нами проведены расчеты хода рентгеновских лучей в линзе. Рассчитывался радиус сфокусированного пучка в зависимости от радиуса диафрагмы линзы. На рис. 3 показана зависимость R_f/R от R_d/R для различных линз в сравнении с теоретической зависимостью (15). Как видно из рис. 3, уравнение (15) хорошо описывает зависимость радиуса сфокусированного пучка от радиуса диафрагмы при условии $R_d < 0,6R$ [13, 14, 16].

Чтобы определить плоскость, в которой достигается максимум плотности интенсивности, рассчитывалось распределение интенсивности в пучке на различных расстояниях от линзы.

На рис. 4 представлена рассчитанная зависимость $F(r, z)$ — функции, характеризующей распределение интенсивности в сфокусированном пучке и нормированной следующим образом:

$$2/(R^2 T) \int F(r, z) r dr = \rho_0, \quad (16)$$

где r — расстояние от оптической оси, z — расстояние от линзы, ρ_0 — плотность потока рентгеновских фотонов на входном отверстии линзы.

В плоскости B (рис. 2) радиус пучка будет минимальным, соответственно максимальной будет средняя плотность интенсивности. Как следует из aberrационной теории, радиус пучка R_B в данной плоскости равен [13, 14]:

$$R_B = 1/4 R_f = 1/8 R_d^3 / R^2. \quad (17)$$

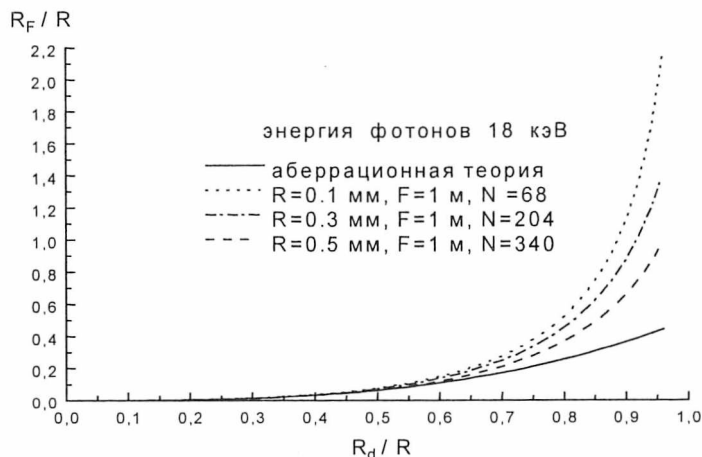


Рис. 3. Зависимость R_F/R от R_d/R , полученная на основе абберационной теории и моделирования хода рентгеновских лучей в линзе: энергия рентгеновских фотонов – 18 кэВ; сплошная кривая – абберационная теория, функция $R_F = 1/2 R_d^3/R^2$; пунктирные кривые – расчетные данные

В фокальной плоскости S пучок характеризуется большими размерами, однако распределение интенсивности имеет ярко выраженный максимум, ширина которого определяется дифракционными ограничениями. Простейший способ уменьшения сферических aberrаций линзы состоит в использовании диафрагмы, которая, однако, приводит к дифракционному размытию центрального пика в фокальной плоскости.

Согласно дифракционной теории Эйри, радиус дифракционного пятна R_{diff} зависит от апертуры линзы и определяется как [1]:

$$R_{diff} = 0,61 \lambda F / R_d. \quad (18)$$

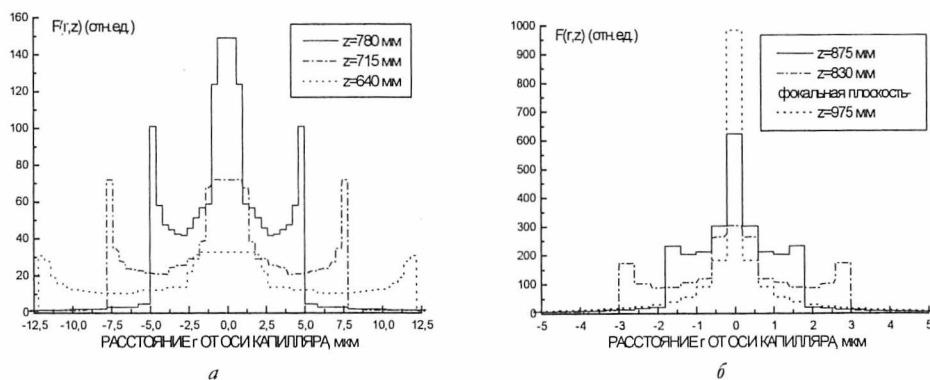


Рис. 4. Зависимость функции $F(r,z)$ от r . $F(r,z)$ – функция, характеризующая распределение плотности потока рентгеновских фотонов в пучке

Минимальный радиус пятна в фокусе $R_{\min}$ для данной линзы с учетом дифракционных ограничений равен [16]:

$$R_{\min} = 0,35 (\lambda^3 R / \delta^3 / N^3)^{1/4} \quad (19)$$

и может быть получен путем уменьшения радиуса диафрагмы до оптимальной величины R_{d-opt} , которая рассчитывается из условия $R_f = R_{diff}$:

$$R_{d-opt} = (1,22 \lambda F R^2)^{1/4}. \quad (20)$$

При фокусировке излучения от бесконечно удаленного точечного источника усиление микрокапиллярной линзы будет определяться следующим соотношением:

$$G = (R_{d-opt} / R_{\min})^2 T, \quad (21)$$

где T – пропускание линзы при использовании диафрагмы радиусом R_{d-opt} .

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ МИКРОКАПИЛЛЯРНОЙ ЛИНЗЫ

2.1. МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Разработанная конструкция микрокапиллярной линзы представляет собой стеклянный микрокапилляр, заполненный большим числом капель жидкости, принимающих под действием сил поверхностного натяжения форму двояковогнутых линз [10].

В качестве материала линзы должны использоваться слабо поглощающие рентгеновское излучение материалы (например, углеводороды). Линзы должны быть двояковогнутой формы и располагаться вдоль общей оптической оси последовательно друг за другом. Они должны иметь как можно меньшую толщину и радиус порядка 50–500 мкм. Необходимое число линз – от 10 и более.

Процесс изготовления микрокапиллярной рентгеновской линзы состоит из нескольких этапов. На первом этапе стеклянный микрокапилляр заполнялся жидкостью – материалом линзы. Заполненный микрокапилляр соединялся затем с баллоном сжатого воздуха, который вытеснял жидкость из капилляра. На внутренних стенках последнего при этом оставался тонкий слой жидкости. В образованной таким образом пленке в течение 5–10 мин самопроизвольно развивались волнообразные возмущения, которые приводили к схлопыванию пленки жидкости и образованию периодически расположенных капель-линз. Пользуясь описанной методикой, возможно изготовить, например, более 1000 линз в одном стеклянном микрокапилляре радиусом 50–500 мкм.

Для изготовления линз нами использовались стеклянные микрокапилляры диаметром 100–1000 мкм. В качестве материала линзы брались вода, глицерин, промышленные клеи (эпоксидные смолы с общей формулой $C_{100}H_{200}O_{20}N_3$).

Использовались два типа промышленных клеев: оптически прозрачный эпоксидный клей (эпокси просвет) и клей БФ-6. Данные клеи – это композиции на основе полимерных материалов, они обладают высокой адгезией к стеклу. Эпоксидные клеи представляют собой эпоксидную смолу, полимеризующуюся при смешивании с отвердителем. В результате полимеризации они застывают и при этом не изменяют своего объема. Клеи типа БФ – это спиртовой раствор смол. В результате испарения растворителя происходит отвердевание клея, что существенно изме-

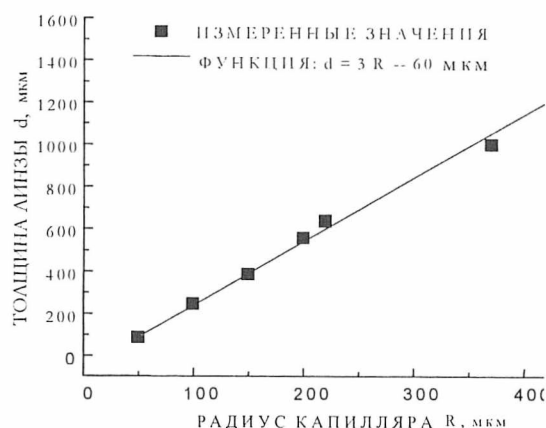


Рис. 5. Зависимость средней толщины микролинз d от радиуса капилляра R

линзы в узкой ее части, R — радиус стеклянного капилляра, $d_0 = -60$ мкм.

Данное соотношение оставалось справедливым для линз, изготовленных из воды, глицерина или эпоксидного клея, расположенных в стеклянных капиллярах диаметром 100–1000 мкм.

2.2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ МИКРОЛИНЗ С УМЕНЬШЕННЫМ ЗНАЧЕНИЕМ ТОЛЩИНЫ

Толщина линзы существенно влияет на пропускание линзы, уменьшая его. С этой точки зрения идеальной линзой является линза с нулевой толщиной, чего невозможно достичь практически.

Для изготовления микролинз с уменьшенной толщиной предложена методика последовательного выдувания пузырей воздуха в капилляре [13]. Схема установки для получения таких линз показана на рис. 6.

В предварительно заполненный жидкостью капилляр 1 вводился капилляр 2, внешний диаметр которого значительно меньше внутреннего диаметра капилляра 1. Капилляр 2 соединялся с баллоном сжатого воздуха. Воздух под давлением через

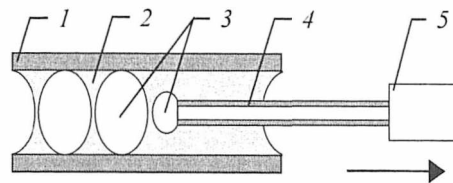


Рис. 6. Схема установки для получения линз:
1 — стеклянный капилляр, 2 — жидкость,
3 — воздушные пузыри, 4 — стеклянный капилляр,
5 — баллон со сжатым воздухом

капилляр 2 поступал в капилляр 1 в виде воздушного пузыря. Рост пузыря контролировался с помощью оптического микроскопа. При радиусе пузыря, равном радиусу внутреннего канала капилляра 1, капилляр 2 перемещался на несколько микрометров от полученного пузыря, и начиналось образование следующего пузыря.

Капилляр 2 изготавливался из стеклянной заготовки методом вытяжки под действием силы тяжести. Длина такого капилляра составляла 300–500 мм. Нами

$$d = 3R + d_0, \quad (22)$$

где d — средняя толщина отдельной

линзы.

Капилляр 2 изготавливался из стеклянной заготовки методом вытяжки под действием силы тяжести. Длина такого капилляра составляла 300–500 мм. Нами

было установлено, что толщина образующихся линз существенно зависит от диаметра внутреннего канала капилляра 2 и вещества линзы.

Пользуясь данной методикой, можно изготовить линзы толщиной 10–100 мкм в стеклянных капиллярах диаметром 100–1000 мкм. Число изготовленных линз определяется только длиной используемых капилляров. В одном капилляре можно изготовить, например, 1000 линз.

С помощью такой же методики нами были изготовлены линзы из глицерина и воды. На рис. 7 показана фотография линзы из глицерина. Толщина образующихся устойчивых водяных линз превышала в 2–3 раза толщину линз, изготовленных из глицерина. Так как эти жидкости значительно отличаются вязкостью (коэффициент вязкости воды $\mu = 10^{-3}$ Па·с, глицерина $\mu = 1,49$ Па·с), то можно предположить, что толщина линзы для данного метода изготовления существенно зависит от вязкости.

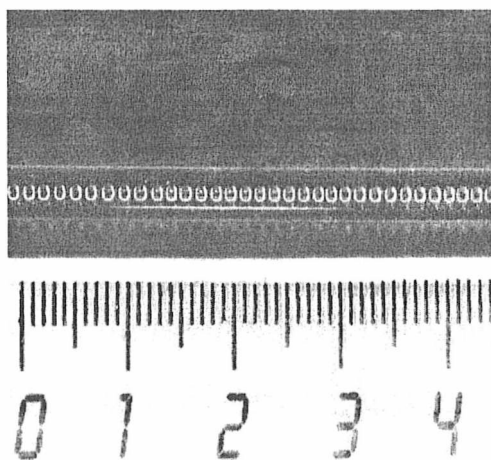


Рис. 7. Фотография микрокапиллярной линзы: линза изготовлена из глицерина; диаметр канала капилляра – 0,8 мм

2.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ ЛИНЗЫ

Как было показано ранее, оптические свойства линз зависят от формы линзы. В молекулярной теории форма поверхности жидкости в узких каналах оценивается по значению капиллярной постоянной, равной:

$$a^2 = 2 \sigma / (\rho_1 - \rho_2) g, \quad (23)$$

где σ – поверхностное натяжение на границе раздела двух сред, ρ_1 – плотность жидкости, ρ_2 – плотность воздуха, g – ускорение свободного падения.

Для жидкости, находящейся в капилляре, радиус которого удовлетворяет условию $R/a < 0,1$, форма свободной поверхности может считаться сферической. Для воды и глицерина максимальный радиус капилляра, в котором можно ожидать образования сферических линз ($R = 0,1a$) составляет 390 мкм и 320 мкм соответственно. Радиус кривизны сферической поверхности $R_{\text{линз}}$ определяется углом смачивания капилляра жидкостью и радиусом капилляра R :

$$R_{\text{линз}} = R / \cos \phi, \quad (24)$$

где ϕ – угол смачивания капилляра жидкостью.

Для капель эпоксидного клея или глицерина, размещенных в стеклянных капиллярах, угол смачивания близок к 0° . Следовательно, линзу, образующуюся в капилляре радиусом менее 400 мкм, можно считать сферической с радиусом кривизны, равным радиусу канала капилляра.

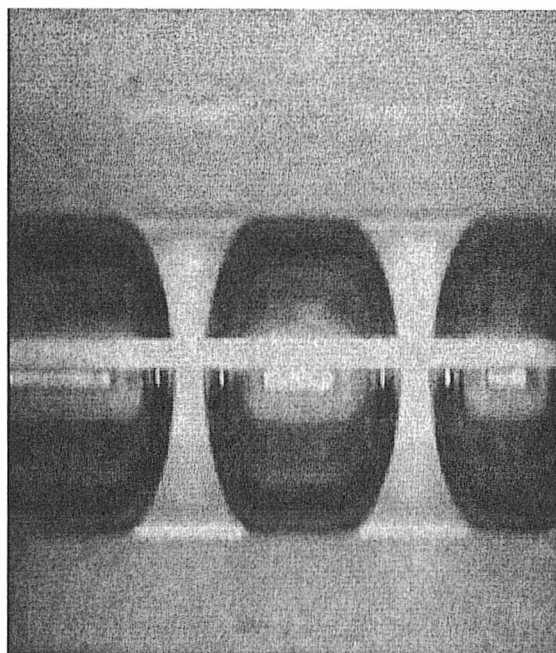


Рис. 8. Фотография линзы, полученная с помощью микроскопа и цифровой видеокамеры. Линзы изготовлены из эпоксидного клея. Радиус канала капилляра – 0,39 мм

В том случае, когда в капилляре расположено несколько капель, между ними возможно существование дополнительного взаимодействия. Поэтому представляется необходимым исследовать форму поверхности капли-линзы, размещенной в микрокапилляре. В качестве метода исследования был выбран оптический. Возможность применения данного метода определялась тем фактом, что для изготовления линз использовались прозрачные материалы: глицерин, оптически прозрачный эпоксидный клей, вода.

Установка для исследования состояла из оптического микроскопа, соединенного с цифровой видеокамерой. Изображение микрокапиллярных линз в цифровом виде записывалось на компьютер. Фотографии линз показаны на рис. 8.

Для обработки результатов фотографирования линия, разделяющая темную и светлую части на снимках, принималась за профиль линзы. По снимку в цифровом виде восстанавливались координаты точек, задающих профиль поверхности линзы, при этом начало координат располагалось на оси капилляра. При восстановлении формы поверхности линзы учитывалось, что измеренный профиль ее искажен в результате преломления лучей.

Проведенные исследования показали, что в первом приближении форма микрокапиллярной линзы может быть принята как сферическая, а радиус кривизны линзы R равным радиусу канала капилляра [14].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ МИКРОКАПИЛЛЯРНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ЛИНЗЫ

3.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНООПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МИКРОКАПИЛЛЯРНОЙ ЛИНЗЫ

Микрокапиллярная линза тестировалась на синхротроне Spring-8 (Япония) [12]. Целью эксперимента являлось, во-первых, определение пригодности линзы для фокусировки рентгеновского излучения и, во-вторых, измерение фокусного расстояния, пропускания, размера фокусного пятна и коэффициента усиления линзы.

Схема экспериментальной установки для определения фокусного расстояния методом сканирования пучка и для определения пропускания линзы показана на рис. 9.

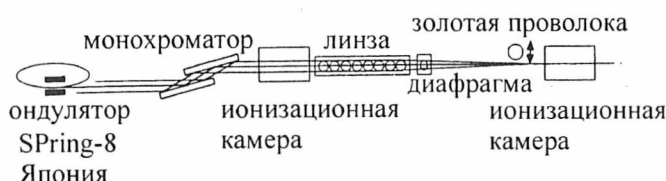


Рис. 9. Схема экспериментальной установки для определения фокусного расстояния методом сканирования пучка

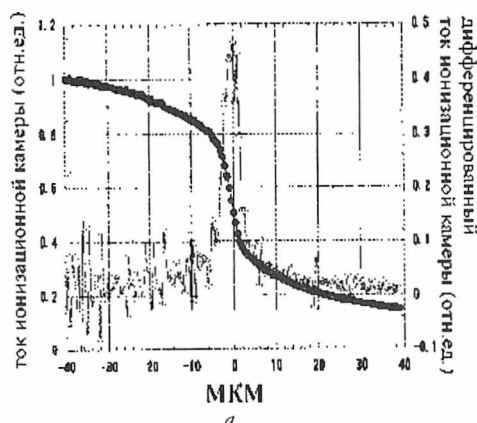
Источник ондуляторного излучения располагался на расстоянии 45 м от линзы. Размеры излучающего пятна равнялись $30 \cdot 800$ мкм² и были определены в результате измерений распределения интенсивности в излучающем пятне. Энергия рентгеновских фотонов — 18,3 кэВ. Интенсивность пучка — $1,7 \cdot 10^{14}$ фот/с/мм².

Тестировалась микрокапиллярная линза со следующими параметрами: радиус линзы — 100 мкм; число их — 71; линза изготовлена из эпоксидного клея.

Определялось пропускание линзы как отношение интенсивностей пучка, измеренных ионизационной камерой при использовании линзы и без нее.

Фокусное расстояние оценивалось по результатам измерения распределения интенсивности в сфокусированном пучке на различных расстояниях от линзы. Распределения интенсивностей в пучке измерялись методом сканирования пучка золотой проволокой диаметром 200 мкм. Перемещаясь в вертикальной плоскости, золотая проволока последовательно перекрывала пучок. Шаг перемещения — 0,5 мкм. Детектор регистрировал интегральную интенсивность за 1 с. Измеренные профили распределения интенсивности в вертикальной и горизонтальной плоскости на расстояниях 0,8 и 0,9 м от линзы показаны на рис. 10. Минимальный размер пятна, равный 8 мкм, получен при сканировании пучка на расстояниях 0,8 и 0,9 м. При ис-

вертикальное сканирование ($L=0,9$ м)



горизонтальное сканирование ($L=0,8$ м)

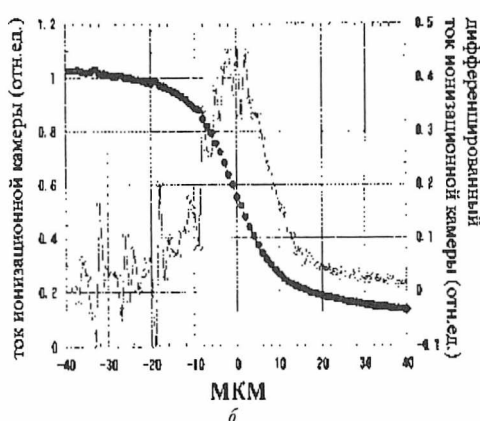


Рис. 10. Результаты экспериментальных измерений распределения интенсивности в пучке на различных расстояниях от линзы. Сканирование в вертикальной и горизонтальной плоскости золотой проволокой диаметром 200 мкм выполнено на расстояниях $L = 0,8$ м (а), $L = 0,9$ м (б), где L — расстояние от линзы до проволоки

пользовании диафрагмы диаметром 50 мкм размер сфокусированного пятна существенно не изменился. На этом основании сделан вывод о том, что фокусное расстояние равно 0,8–0,9 м. На расстоянии 0,8 м от линзы выполнено сканирование пучка в горизонтальной плоскости, измеренный профиль показан на рис. 10.

Измеренные значения интенсивности потока в фокусе сравнивались с интенсивностью пучка, падающего на линзу. Из сравнения полученных данных делался вывод об усилении линзы. Полученное усиление равно примерно 12.

Экспериментальные профили распределения интенсивности в пучке сравнивались с рассчитанными. Характер изменения распределения интенсивности в пучке при приближении к фокальной плоскости позволяет сделать вывод о том, что приближение геометрической оптики хорошо описывает ход рентгеновских лучей через линзу.

В табл. 4 для сравнения представлены экспериментально измеренные и рассчитанные значения фокусного расстояния линзы, пропускания, размера фокусного пятна и усиления плотности потока.

Размер фокусного пятна R_f рассчитывался как уменьшенное изображение источника в соответствии с классической оптикой:

$$R_f = R_{ис} F / (L - F), \quad (25)$$

где $R_{ис}$ – радиус источника, F – фокусное расстояние линзы, L – расстояние от источника до линзы.

На основе соотношения (20) можно получить значение диаметра диафрагмы R_d , равное 25–73 мкм, при котором падающая плоскопараллельная волна фокусируется в пятно, равное радиусу изображения источника. Соответственно усиление можно оценить, пользуясь следующим соотношением:

$$G = (R_d / R_f)^2 T, \quad (26)$$

где T – пропускание участка линзы, ограниченного диафрагмой.

Рассчитанное значение усиления равно 40. Различие измеренных значений и расчетных можно отнести к качеству материала, использованного для приготовления линзы.

Таблица 4

Экспериментально измеренные и рассчитанные значения фокусного расстояния F , пропускания T , размера фокусного пятна R_f и усиления G

Параметры	Экспериментальные значения	Рассчитанные значения
F	0,9 м	0,98 м
T	0,18	0,38
R_f	16 мкм · 8 мкм	18 мкм · 0,7 мкм
G	12	40

Проведенные эксперименты показали возможность фокусировать жесткое рентгеновское излучение в пятно микронных размеров с помощью микрокапиллярной линзы. При этом оказалось, что экспериментально измеренные параметры линзы находятся в достаточно хорошем согласии с рассчитанными [13].

3.2. ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ МИКРОКАПИЛЛЯРНОЙ ЛИНЗЫ

Наиболее интересным применением преломляющих рентгеновских линз можно считать получение изображений объектов в жестких рентгеновских лучах. В настоящее время практически не существует устройств, с помощью которых можно получать изображения микрообъектов в этом диапазоне. Более того, большинство веществ здесь прозрачны, что позволяет надеяться на получение трехмерных изображений. Длина волны рентгеновского излучения достаточно мала; следовательно, можно достичь субмикронных разрешений. Поскольку жесткое рентгеновское излучение слабо поглощается в веществе и практически не поглощается в воздухе, то не требуется создания вакуумных камер и можно использовать достаточно толстые образцы для исследования.

Экспериментально исследовалась способность линзы передавать изображение в жестких рентгеновских лучах [12]. В качестве образца бралась сетка, состоявшая из расположенных на расстоянии 16,7 мкм друг от друга золотых проволочек толщиной 5,6 мкм. В экспериментах, проведенных на синхротроне Spring-8, получено увеличенное в три раза изображение этой сетки. Схема эксперимента представлена на рис. 11.

Для экспериментов использовались две микрокапиллярные линзы.

Первая из них имела радиус 104 мкм, число линз 71, материал — эпоксидный клей. Вторая линза радиусом 400 мкм, содержащая 185 линз, была изготовлена из глицерина. Сетка располагалась на расстоянии 1,2 и 2,0 м от линз номер 1 и 2 соответственно.

Расстояние от сетки до линзы L выбиралось в соответствии с классической оптикой для получения увеличенного изображения:

$$L = (1 + 1/k) F, \quad (27)$$

где k — коэффициент линейного увеличения, F — фокусное расстояние линзы.

Энергия рентгеновских фотонов равнялась 18,3 и 17,1 кэВ для линз номер 1 и 2 соответственно. Фокусное расстояние линз составляло 0,9 и 1,2 м. Расчетные коэффициенты линейного увеличения линз равны 3,0 и 3,2. Детектор соответственно устанавливался на расстоянии S , равном 3,6 и 5,0 м, которое рассчитывалось из следующего соотношения:

$$S = FL / (L - F). \quad (28)$$

Экспериментально полученные изображения золотой сетки в жестких рентгеновских лучах имеют размер 300·300 мкм² и 600·600 мкм² соответственно для линз 1 и 2. Изображение сетки, как видно из рис.12, искривлено, т. е. коэффициент уве-



Рис. 11. Схема экспериментальной установки для получения изображения золотой сетки

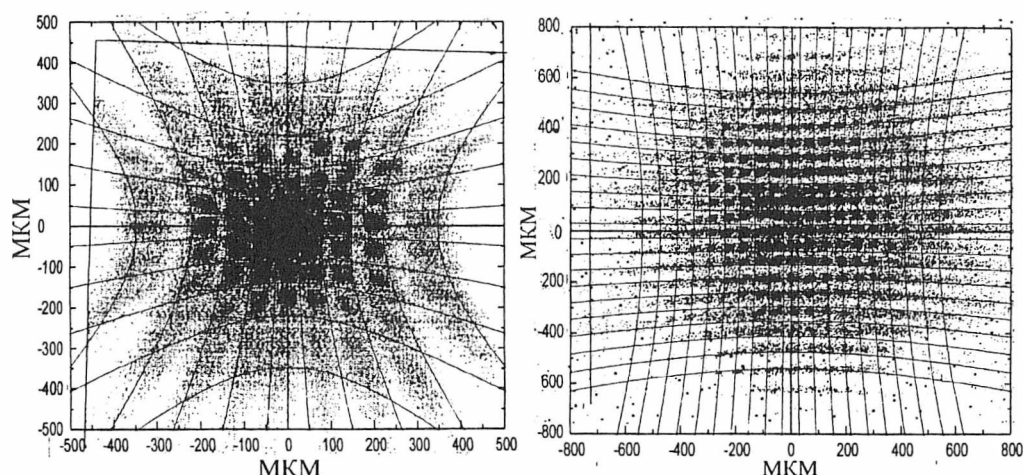


Рис. 12. Сравнение экспериментально полученного изображения золотой сетки с результатами численного моделирования для линзы номер 1 и 2

личения линзы растет при приближении к краям изображения, при этом существенно падает яркость изображения. Под коэффициентом увеличения M в данном случае понимается отношение

$$M = H_{\text{из}} / H, \quad (29)$$

где H — расстояние от точки предмета до оптической оси, $H_{\text{из}}$ — расстояние от точки изображения до оптической оси.

Особенностью эксперимента является большое расстояние от источника синхротронного излучения до линзы, которое равно 45 м. Размер самого источника 30-800 мкм². Монохроматичность излучения достигалась при помощи кристалла монохроматора.

Для построения изображения в классической оптике используют как минимум два луча, один из которых направляется параллельно оптической оси, а другой проходит через оптический центр линзы. Пересечение этих лучей дает изображение точки объекта. При использовании пучка с низкой расходимостью положение изображения определяется пересечением лучей, распространяющихся почти параллельно оптической оси. Поэтому для построения изображения рассчитывался ход параллельных оптической оси лучей через линзу.

Методом математического моделирования рассчитывалась зависимость коэффициента усиления от высоты объекта над оптической осью системы. На этой основе строилось изображение сетки. На рис. 12 показаны совмещенные изображения, полученные экспериментально и теоретически. Из рисунка видно, что расчеты хорошо коррелируют с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из вышеприведенного материала следует, что многоэлементные преломляющие линзы могут быть использованы для фокусировки жесткого рентгеновского излучения в пятно микронных размеров и передачи изображения объектов с раз-

решением меньше микрометра. Пучок, формируемый такой линзой, обладает малой угловой расходимостью и может быть использован для реализации методов рентгеновской микродифракции, флуоресцентного анализа, микротомографии. Подобные исследования позволяют получить информацию об остаточных напряжениях в кристаллической решетке, о размерах области кристалла, когерентно рассеивающей рентгеновские лучи, локальной плотности дислокаций. Особый интерес к работам в области преломляющей оптики связан с возможностью создания микроскопа, работающего в жестком рентгеновском диапазоне энергий фотонов. Как показано выше, в качестве объектива такого микроскопа с успехом может быть использована линза, разработанная данным авторским коллективом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мишет А. Оптика мягкого рентгеновского излучения. М., 1989.
2. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. // Nature. 1996. № 384. P. 49.
3. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I. et al. // Appl. Opt. 1998. № 37. P. 653.
4. Elleaume P. // J. Synchrotron Radiation. 1998. № 5. P. 1.
5. Lengeler B., Tummler J., Snigirev A. et al. // J. Appl. Phys. 1999. № 84. P. 5855.
6. Lengeler B., Schroer C.G., Richwin M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1999 № 74. P. 3924.
7. Kohmura Y., Sato K., Ishikawa Y. et al. // SPring-8. Annual Rep. 1997. P. 239.
8. Cederstrom B., Cabn R.N., Danielson M. et al. // Nature. 2000. № 404. P. 951.
9. Aristov V.V., Starkov V.V., Shabel'nikov L.G. et al. // Opt. Commun. 1999. № 161. P. 203.
10. Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N. // Nucl. Instrum. Meth. 1999. V. A 421. P. 361.
11. Дудчик Ю.И., Кольчевский Н.Н., Комаров Ф.Ф. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, №4. С. 19.
12. Kohmura Y., Awaji M., Suzuki Y. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1999. № 70. P. 4161.
13. Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N., Komarov F.F. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 2000. V. A 454. P. 512.
14. Кольчевский Н.Н. Формирование микропучков жесткого рентгеновского излучения многоэлементной преломляющей линзой. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Мн., 2000.
15. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.
16. Дудчик Ю.И., Кольчевский Н.Н., Камаров Ф.Ф. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 2000. № 2. С. 43.