

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Современные достижения рентгеновской оптики преломления

В.В. Аристов, Л.Г. Шабельников

Рентгеновская оптика преломления получила значительное развитие во многом благодаря работам российских ученых и в настоящее время является одним из наиболее быстро прогрессирующих направлений современной физической оптики. В обзоре приведены результаты анализа свойств и исследования преломляющих устройств. Изложена концепция планарных линз, сформированных из кремния и других материалов. Рассмотрены приложения преломляющих линз для преобразования рентгеновских изображений, исследований фотонных кристаллов, а также для создания фокусирующих устройств в рентгеновских телескопах высоких энергий.

PACS numbers: 41.50. + h, 87.59. – e, 87.64.Bx

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200801c.0061

Содержание

1. Введение (61).
2. Основные понятия рентгеновской оптики преломления (63).
 - 2.1. Преломляющие профили рентгеновских линз. 2.2. Материалы рентгеновских линз. 2.3. Единичные параболические короткофокусные линзы. 2.4. Планарные линзы на основе кремния и других материалов.
3. Составные преломляющие линзы (66).
 - 3.1. Варианты реализации составных преломляющих линз. 3.2. Фокусировка и коллимация пучков преломляющими линзами. 3.3. Свойства составных линз как системы единичных линз. 3.4. Технологии для реализации составных преломляющих линз с масштабным сокращением радиуса кривизны.
4. Преломляющие линзы с профилями, производными от параболы (69).
 - 4.1. Параболическая линза с минимизированным поглощением. 4.2. Планарные киноформные структуры. 4.3. Анализ спектральных свойств киноформных профилей.
5. Преломляющие призмы и наборы мультипризмных элементов (72).
 - 5.1. Спектральные приборы на основе преломляющих призм. 5.2. Интерференционные устройства на основе бипризм. 5.3. Мультипризмные фокусирующие элементы
6. Двухлинзовые системы (74).
 - 6.1. Конденсор пучка на основе преломляющих линз. 6.2. Комбинированная система на основе планарной линзы и волновода.
7. Приложения преломляющей оптики (76).
 - 7.1. Исследования в пучках, сформированных линзами.

7.2. Локальная диагностика структуры и состава кристаллических материалов. 7.3. Получение изображений в реальном и фурье-пространствах. Исследования по фотонным кристаллам.

8. Заключение (80).

9. Список обозначений (80).

Список литературы (81).

1. Введение

В обширном спектре электромагнитного излучения значительный интерес представляет рентгеновский диапазон длин волн. На начальном этапе освоения рентгеновского излучения [1] использовались теньевая микроскопия, фотоэлектронная спектроскопия, а также явления дифракции на кристаллах. В последние десятилетия все большее развитие получает рентгеновская оптика, использующая понятия и теоретический аппарат классической оптики видимого света [2]. Учет особенностей взаимодействия коротковолнового излучения с веществом [3] приводит к необычным для традиционной оптики видимого света рентгенооптическим аналогам и не сводится к простому масштабированию по соотношению длин волн [4]. При этом требуется разработка теоретического описания рентгенооптических элементов и систем, а также методов и технологий их изготовления.

Проблема создания устройств, управляющих рентгеновским излучением, возникла со времени открытия X-лучей [1]. После открытия явления дифракции X-лучей на кристаллах [5], опытов по изучению отражения X-лучей от гладких поверхностей [3, 6], показавших электромагнитную природу этих лучей, появились исследования, направленные на создание их оптических аналогов, обзор которых приведен в [4].

Рентгеновское излучение, долгое время считавшееся инструментом исследования атомно-кристаллической структуры и контроля совершенства кристаллов, нашло широкое применение в медицине. При этом элементами рентгеновской оптики являлись в основном различного вида коллиматоры и монохроматоры, а более узкое

В.В. Аристов, Л.Г. Шабельников. Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл.,
Российская Федерация
Тел. (495) 962-80-71, (496) 524-40-81
E-mail: aristov@ipmt-hpm.ac.ru, lgs@ipmt-hpm.ac.ru

Статья поступила 23 июля 2007 г.

применение имели отражающие профилированные зеркала и изогнутые кристаллы. В 70-х годах прошлого века были показаны возможности технологического применения данного вида электромагнитного излучения для формирования наноструктур с разрешением в 5–10 нм методами рентгеновской литографии [7]. Потребности развития рентгеновской литографии и набора локальных методов рентгеновского анализа для широкого круга практических применений, связанных, в первую очередь, с развитием микроэлектроники, стимулировали развитие как рентгеновской оптики, так и специализированных ускорителей электронов для генерации излучения с уникальными свойствами — синхротронного излучения (СИ). Сведения о свойствах СИ, ключевых параметрах синхротронов и географии их размещения в мире можно найти, например, в [8]. В настоящее время имеются источники СИ третьего поколения, а так называемые синхротроны четвертого поколения и лазеры на свободных электронах находятся в стадии разработки или экспериментального освоения [9]. Можно указать, что огромный диапазон рентгеновского излучения, смыкающийся с диапазоном вакуумного ультрафиолета при энергиях квантов порядка 100 эВ и граничащий с областью γ -излучения радиоактивных ядер при энергиях до 100 кэВ и выше, становится все более доступным. Исследования в различных направлениях стали возможными благодаря источникам СИ и широкому использованию фокусирующих элементов, способных обеспечить высокое пространственное разрешение при формировании рентгеновских пучков и передаче рентгеновских изображений. Элементы рентгеновской оптики позволяют за счет концентрации и фокусировки излучения обеспечить в целом ряде случаев условия для реализации отмеченных выше методов. Кроме того, потребности освоения обширного коротковолнового диапазона излучений в значительной мере стимулировали развитие процессов расширения элементной базы рентгеновской оптики в тесной корреляции с возможностями, предоставляемыми технологиями микроэлектроники. В последнее время появились сведения о формировании рентгенооптических устройств также и с помощью нанотехнологий.

Принципиально создание устройств рентгеновской оптики основано на использовании явлений дифракции и учете особенностей взаимодействия электромагнитной волны, принадлежащей к указанному выше диапазону, с веществом. Это определяет принятую в литературе классификацию фокусирующих устройств рентгеновской оптики по следующим классам (или типам):

— **оптика отражения**, в которую включены элементы зеркальной оптики: полного внешнего отражения [10] и многократных отражений [11]. Сюда входят также многослойные интерференционные зеркала [12]. Среди них прежде всего необходимо выделить зеркала с коротким периодом, имеющие расширенный спектральный диапазон [13], а также многослойные покрытия на подложках специальной асферической формы [14] для систем формирования пучка и передачи изображений;

— **дифракционная оптика**, куда включены трансмиссионные зонные пластины Френеля [12], брэгг-френелевские элементы на многослойных зеркалах и совершенных кристаллах [15, 16], дифракционные линзы скользящего падения [17], а также синтезированные рентгеновские голограммы [18];

— **рентгеновская оптика преломления**, представителями которой являются составные преломляющие линзы [19–22], фокусирующие элементы на основе киноформных преломляющих профилей [23–28], элементы на основе наборов призм [29–31];

— **рентгеновские волноводы** на основе тонкопленочных структур [16, 32, 33], в том числе волноводы-резонаторы [34], волноводы с воздушным промежутком [35, 36], двумерные волноводы [37].

Большинство перечисленных выше рентгенооптических элементов имеют аналоги среди традиционных устройств оптики видимого диапазона. К ним можно отнести элементы зеркальной оптики, зонные пластины Френеля, волноводы, а также элементы, основанные на эффекте преломления.

К нетрадиционным устройствам можно отнести, прежде всего, элементы брэгг-френелевской оптики, в которых явление брэгговской дифракции на кристаллической структуре сочетается с дифракцией на специально созданной структуре зон Френеля. Следует также обратить внимание на то, что при брэгговской дифракции, регистрация которой происходит в ближней зоне Френеля, наблюдается эффект угловой дисперсии показателя преломления, следствием которого является фокусировка излучения на плоскопараллельном кристалле [38, 39]. К нетрадиционным устройствам могут быть отнесены также элементы мультипликативной киноформной оптики, которая в диапазоне видимого света малоэффективна и практически не используется. В рентгеновском диапазоне данное направление [23–28] становится все более востребованным, что обуславливает его более подробное рассмотрение в последующих разделах обзора.

Создание преломляющих линз и призм, являющихся прямыми и непосредственными аналогами устройств видимого диапазона, долго представлялось невозможным ввиду крайне незначительного отличия от единицы показателя преломления, и такая рентгеновская оптика была предметом теоретических рассуждений и оценок (см. литературу в [12, 40]). Появление составных преломляющих линз [19], привлечение значительный интерес исследователей во всем мире, существенно расширило как возможности создания рентгенооптических устройств, так и спектральный диапазон их применения.

За последнее время преломляющая оптика превратилась в самостоятельную ветвь рентгеновской оптики, в которой реализованы достаточно оригинальные и неординарные подходы для создания линз, касающиеся как конструктивных решений, так и технологий формирования. С помощью составных преломляющих линз получен ряд важных научных результатов, имеющих общезначимое значение [41, 42]. Следует особенно подчеркнуть, что развитие преломляющей рентгеновской оптики происходит на фоне настойчивых усилий исследователей по фокусировке излучения в наноразмерном диапазоне [32, 37, 43, 44]. Сформулированы новые подходы [45], развитие которых позволит приблизить пространственное разрешение до значений, характерных для современных методов сканирующей микроскопии.

Создание нового поколения рентгеновских фокусирующих устройств позволяет существенно расширить возможности известных методик и обеспечить применение подходов и методов, позволяющих получить новую информацию о структуре в тесной связи с физическими характеристиками значительного числа объектов. В этом

отношении значительные перспективы имеет рентгеновская оптика преломления. Ограниченный объем статьи, наличие огромного фактического материала по всем типам элементов послужило дополнительным основанием выделить только элементы, вынесенные в заголовок обзора.

2. Основные понятия рентгеновской оптики преломления

2.1. Преломляющие профили рентгеновских линз

Выше называлась казавшаяся принципиальной трудность в создании обычных для оптики видимого света линз в рентгеновском диапазоне длин волн — малое отличие показателя преломления от единицы ($\delta = 1 - n \approx 10^{-5} - 10^{-6}$) и относительно высокое поглощение излучения [12]. Приводимое ниже сопоставление параметров показывает, что для реализации элементов преломляющей оптики пригоден сравнительно узкий набор материалов, в которых преломление превалирует над поглощением (химические элементы, неорганические и органические соединения с $Z_{\text{эф}} \leq 12 - 14$). При использовании этих материалов из-за крайне малой величины декремента показателя преломления требуется формирование преломляющих профилей с радиусами кривизны порядка единиц микрон.

Рассмотрим форму преломляющего профиля, необходимую для фокусировки лучей в точку, лежащую на оптической оси. Следует отметить, что такая постановка характерна для большинства задач, решаемых с помощью устройств рентгеновской оптики при наличии удаленного источника малых размеров. Форму профиля можно задать в явном виде кусочно-гладкой и однозначной функцией $Y(x)$. Такой профиль, для которого выполнено условие равных длин оптических путей для точек, равноудаленных от оптической оси, описывается четной функцией $Y(x) = Y(-x)$.

Преломляющему профилю бипризм [29] соответствует зависимость $Y_1(x) \approx |x|$, рассматриваемая в разделе 6. Композиция из прямолинейных отрезков, задающая пилообразный вид профиля $Y(x)$, также позволяет фокусировать излучение [46]. Указанный вид профиля имеют и мультипризменные элементы, описанные в [30, 31].

Фокусировка плоской монохроматической волны на преломляющем профиле достаточно просто может быть рассмотрена в модели [47], где учитываются только изменения фазы проходящего излучения аналогично фазовой зонной пластине Френеля [12, 15, 16]. Изменение направлений волновых векторов на отдельных участках проходящей волны считается пренебрежимо малым ввиду малости декремента преломления. Тогда преломляющий профиль эквивалентен тонкой линзе. Вывод уравнения профиля при указанных выше ограничениях достаточно провести для случая падения волны на входную поверхность фокусирующего элемента, заданной плоскостью OP (рис. 1). При падении плоской волны на входную плоскость фокусирующего элемента необходимо рассмотреть согласно принципу Гюйгенса – Френеля возбуждаемые ею вторичные источники. При фокусировке в точке P' длина оптического пути от входной плоскости P до точки P' одинакова для всех источников, расположенных на профиле $AP' = OP'$ для

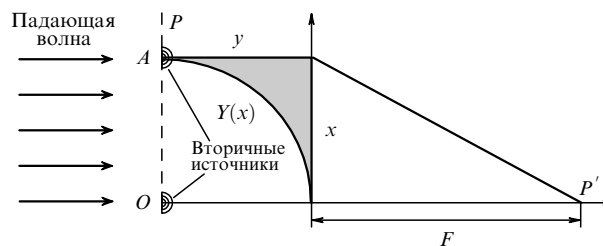


Рис. 1. Преломляющий профиль линзы для рентгеновского диапазона. Оптические длины путей в точку фокусировки $AP' = y + \sqrt{x^2 + F^2}$, $OP' = y + F$, $n = 1 - \delta + i\beta$, $\text{Re } n = 1 - \delta < 1$.

произвольной точки A . Неравенство $\text{Re } n = 1 - \delta < 1$ обеспечивает возможность компенсации оптической длины пути для произвольной точки A . Тогда, согласно [47], идеальная форма преломляющих поверхностей для рентгеновских линз в приближении параксиальной оптики близка к параболической (см. рис. 1):

$$Y(x) = \frac{x^2 L_\pi}{2F\lambda} \left[1 - \left(\frac{x}{2F} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Из (1) также следует связь между радиусом кривизны параболического профиля и его фокусным расстоянием в виде $R = 2F\delta$.

Функции $Y(x)$, которые задаются в неявной форме и являются решением уравнения $F(Y(x), x) = 0$, также могут быть привлечены к отысканию искомой формы преломляющего профиля. Среди возможных решений следует указать, в первую очередь, уравнения окружности [19–22] или эллипса [27, 28]. Для этих двух последних типов, в отличие от параболического профиля (см. рис. 1), линза имеет ограниченную апертуру. Тогда, согласно проведенному рассмотрению, круговая и эллиптическая формы не являются оптимальными для рентгеновских линз.

Таким образом, фокусное расстояние $10 \text{ см} \leq F \leq 1 \text{ м}$ является достижимым при радиусе кривизны единичного преломляющего профиля $1 \text{ мкм} \leq R \leq 10 \text{ мкм}$ при типичных значениях декремента показателя преломления δ , приведенных выше. Создание таких преломляющих профилей рентгеновских линз требует разработки адекватной технологии. Оценим влияние технологических погрешностей при формировании рентгеновских линз за счет создания случайных отклонений их преломляющего профиля от параболы, что приводит к нерегулярным сбоем фаз проходящей волны. Интенсивность в точке фокусировки для единичной линзы $\langle I \rangle$ со случайными отклонениями профиля описывается выражением [48]

$$\langle I \rangle = I \exp \left[- \left(\frac{\pi \Delta Y}{L_\pi} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Здесь I — интенсивность в точке фокусировки для идеальных профилей.

Соотношение (2) по форме совпадает с записью интенсивности рассеяния на искаженных кристаллах (тепловые колебания, смещения атомов из правильных позиций) через фактор Дебая – Валера [48]. Аналогичные соотношению (2) зависимости известны для случая рассеяния рентгеновской волны на поверхности, имеющей статистически распределенные неоднородности [11].

Другой технологический источник сбоев фазы проходящей волны обуславливается аппроксимацией пара-

болы (см. рис. 1) набором прямолинейных отрезков [49]. В данном случае возникают систематические сбои фазы, связанные с различием оптических путей волны в параболическом и аппроксимирующем профилях. При этом для сохранения когерентности вкладов от волны, прошедшей через участки аппроксимирующего профиля, необходимо выполнение критерия Рэлея, которое в данном случае запишется как

$$\Delta\Phi = \frac{\pi l}{L_\pi} \leq \frac{\pi}{4}. \quad (3)$$

Можно показать [49], что величина l одинакова для всех отрезков разбиения профиля независимо от номера отрезка. Тогда из (3) следует ограничение для шага Δ разбиения профиля в виде

$$\Delta \leq \sqrt{\frac{R\lambda}{\delta}} = \sqrt{F\lambda}. \quad (4)$$

Таким образом, величина шага разбиения не должна превышать френелевского радиуса для данной единичной линзы.

Одной из важных характеристик элементов преломляющей оптики является интегральное пропускание T [50, 51]

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{A} \int_{-A/2}^{A/2} \exp[-\mu Y(x)] dx. \quad (5)$$

При учете поглощения в преломляющем профиле полная апертура сводится к эффективной апертуре $A_{\text{eff}} = AT$ [19, 51], которая задает фактор усиления интенсивности в фокальном пятне. Необходимо отметить, что взаимодействие проходящего излучения с материалом преломляющей линзы приводит к появлению каналов потерь интенсивности в фокальном пятне. В зависимости от структурного состояния материала линзы здесь могут быть выделены малоугловое рассеяние, а также рассеяние в более широком угловом интервале. Сюда следует отнести каналы потерь, связанные с несовершенствами преломляющего профиля, рассмотренными выше.

Технологические погрешности формирования преломляющих профилей приводят в общем случае к размытию области каустики, где происходят не только потери интенсивности, но и деформация фокального пятна. Указанные эффекты были рассмотрены с помощью методов, основанных на численных расчетах для набора модельных искажений профиля [47, 48, 52, 53].

Следует отметить, что точность формирования линз определяется величиной $\lambda/\pi(n-1)$, которая составляет в оптике видимого диапазона величину от единиц до десятых долей микрона. Например, для линзы из стекла с $n = 1,5$ при $\lambda = 0,5$ мкм можно считать достаточной точность 0,3 мкм. В рентгеновском диапазоне длин волн возможные отклонения изготавливаемого преломляющего профиля от идеального существенно больше. Так, типичные значения длины сдвига фазы для материалов, которые могут быть использованы при изготовлении рентгеновских линз, составляют 10–100 мкм. Таким образом, требования к точности изготовления преломляющих профилей при учете возможных отклонений в диапазоне долей микрометров являются достижимыми для современной технологии.

Для сравнения укажем, что технологические погрешности воспроизведения зеркал полного внешнего отражения или зонных пластин Френеля [12, 16, 43] находятся на уровне единиц или десятков нанометров. Отметим, что такая точность достигается в ряде случаев при формировании асферических поверхностей для оптических элементов проекционной рентгенолитографии, базирующейся на оригинальных технологиях и методах контроля [54].

2.2. Материалы рентгеновских линз

Учет поглощения волны в преломляющей линзе обычно проводят по величине коэффициента линейного поглощения μ (см. [19, 50, 51]) без учета фазосдвигающих свойств материала. Более обоснованным критерием выбора преломляющих материалов должно служить соотношение преломляющих свойств с поглощением [40, 47], в качестве которого служит характеристическое число N_0 :

$$N_0 = \frac{1}{\mu L_\pi}. \quad (6)$$

Вводимое число N_0 имеет достаточно простое выражение через декременты показателя преломления и атомные факторы рассеяния. Величина N_0 определяет также размер фокального пятна [40] при фокусировке плоской волны (дифракционный предел линзы):

$$\sigma_F = \sqrt{\frac{F\lambda}{2\pi N_0}}. \quad (7)$$

Нами составлена база данных, в которой основные параметры для фазосдвигающих материалов рентгеновских линз преломления N_0 и L_π рассчитаны по атомным факторам рассеяния в диапазоне энергий излучения до 100 кэВ для всех химических элементов и более чем 60 соединений [47]. Спектральные зависимости входящих в (6) характеристик материала $\mu \propto \lambda^3$ и $L_\pi \propto \lambda^{-1}$ приводят к соответствующему поведению характеристического числа $N_0 \propto \lambda^{-2}$. Проведенный анализ позволяет указать, что для рентгеновских линз преломления предпочтительным является диапазон жесткого излучения при энергии квантов свыше 10 кэВ, где достигаются наибольшие значения $N_0 > 50$ –100 для веществ с эффективным атомным номером $Z_{\text{eff}} \leq 14$. При этом для энергий излучения свыше 30 кэВ происходит дальнейший рост значений L_π и N_0 . Таким образом, преимущества линз преломления в полной мере могут быть реализованы в том диапазоне, где возможности иных типов рентгеновской фокусирующей оптики [12, 16] ограничены.

Одним из лучших материалов с точки зрения введенного критерия является алмаз, который имеет значения декремента преломления $\delta = 5,07 \times 10^{-6}$ при энергии 12 кэВ и $\delta = 2,92 \times 10^{-8}$ при 50 кэВ. Монокристаллы синтетического алмаза представляют значительный интерес для развития рентгеновской оптики СИ [55]. Изучение совершенства синтетического алмаза [55] проводилось методами [56–58] рентгеновской топографии и оптической флуоресценции, возбуждаемой пучком СИ. Отметим, что использование монокристаллов алмаза более предпочтительно перед поликристаллическими слоями, осаждаемыми из газовой фазы [25, 59]. Слои алмаза имеют достаточную толщину для создания

преломляющих элементов, однако возникающее в нем паразитное рассеяние проходящей волны (см. [49]) разрушает полезную дифракционную картину.

Для формирования единичных линз с радиусом кривизны $R \leq 1$ мкм в настоящее время используются главным образом кремний и полимерные материалы, что связано с возможностями применения широкого спектра технологий, разработанных в микроэлектронике. В преломляющих элементах из кремния практически отсутствуют внутренние несовершенства и, следовательно, соответствующие потери интенсивности.

2.3. Единичные параболические короткофокусные линзы

Единичные параболические линзы были созданы нами [48, 60, 61] из кремния по технологии глубокого фотоанодного травления. Параметры преломляющих профилей (параболоиды вращения) линз (рис. 2): радиусы кривизны $R = 0,35$ мкм, апертура $A = 8$ мкм, оптическая ось перпендикулярна к поверхности исходной пластины. Линзы компоновались в виде квадратной матрицы, число элементов в которой было достаточным, чтобы перекрывать сечение падающего пучка. Малое поглощение проходящей волны на толщине линзы делает их наиболее близкими аналогами линз видимого диапазона. Разработаны прямые и статистические методы оценки качества формируемых преломляющих профилей, проведено изучение фокусирующих свойств параболических линз. Фокусные расстояния, измеренные на лабораторном источнике, составляют от 2×10^{-2} м для излучения CuK_α (8,05 кэВ) до $6,5\text{--}9,5 \times 10^{-2}$ м на MoK_α (17,5 кэВ).

Изучение свойств сформированных единичных линз было проведено также на источнике синхротронного излучения ESRF (Гренобль, Франция) в диапазоне энергий 17–30 кэВ (рис. 2в) при регистрации на высокоразрешающую цифровую камеру. Размер фокального пятна не превышал 0,7 мкм. Измеренные фокальные расстояния соответствовали расчетным. Отличительные особенности разработанных линз исследованы в работах [60, 61]. Был оценен размер фокуса с субмикронным разрешением, оказавшимся близким к дифракционному пределу разрешения данных линз; проведены наблюдения интерференции на двух соседних рядах матрицы, а также наблюдения эффекта саморепродукции (эффекта Тальбота) изображений матрицы фокальных пятен. Матрица

линз представляет собой совершенный двумерно периодический оптический элемент, его возможности при анализе совершенства фотонных кристаллов обсуждались в [62, 63].

2.4. Планарные линзы на основе кремния и других материалов

Рассмотрим особенности и технологию создания планарных линз, расположенных на плоской подложке. Современная технология прецизионной литографии позволяет формировать рисунок единичных линз с достаточно малыми радиусами кривизны также и в том случае, когда оптическая ось линзы лежит в плоскости подложки. Преломляющий профиль формируется на последующих этапах создания линзы, где могут быть применены варианты удаления материала из внутренней части параболы или осаждения требуемого материала на внешнюю ее часть. В качестве первого варианта прежде всего следует указать глубокое травление пластины кремния [64, 65]. Описываемый подход представляет собой реализацию концепции планарных линз, которая имеет многообразные аспекты развития.

Параболические линзы из кремния (рис. 3), впервые полученные нами [64, 65], представляли собой набор преломляющих профилей с одинаковым фокусным расстоянием 1 м ($E = 17,4$ кэВ) и апертурой $A = 100$ мкм, кратность единичных линз в ряду увеличивалась от $p = 1$ до $p = 8$ с соответствующим ростом радиуса кривизны R от 3,3 до 26,4 мкм. Глубина рельефа до 100 мкм была достигнута путем глубокого плазмохимического травления [64–66], и ее увеличение возможно при учете изменения радиуса кривизны парабол по глубине рельефа [67]. Удвоение глубины рельефа возможно также за счет механической стыковки планарных линз [25].

Свойством параболических профилей, показанных на рис. 3а, является то, что оптический путь луча и, соответственно, суммарный сдвиг фазы при прохождении нескольких линз остается постоянным. Для всех рядов линз обеспечивается сохранение фокусного расстояния, что подтверждается прямыми экспериментальными измерениями (рис. 3б). Увеличение числа линз в ряду при постоянной апертуре компенсируется соответствующим изменением радиуса кривизны. Соответственно, оптическая сила ряда является суперпозицией последовательного действия единичных линз и одинакова для всех рядов. Таким образом, последовательная компо-

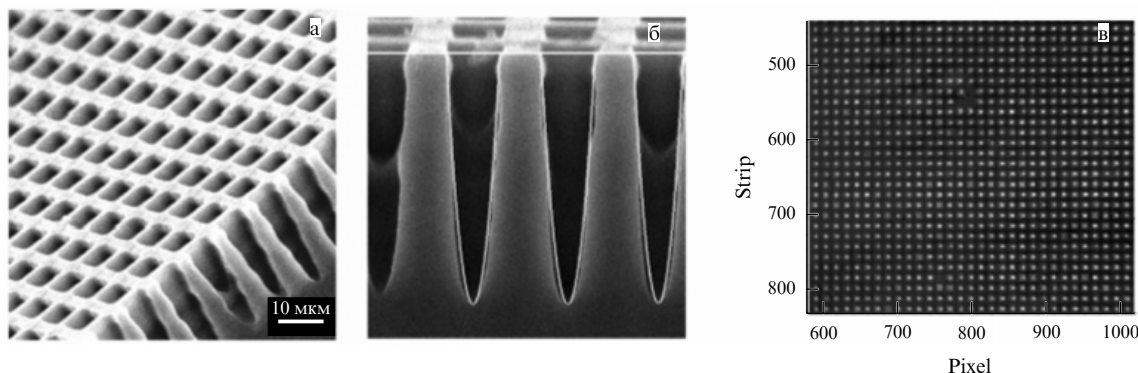


Рис. 2. Короткофокусные параболические линзы и фокусировка излучения матрицей линз: (а) общий вид матрицы линз; (б) преломляющий профиль единичной линзы с наложением формы оптимальной параболы; (в) снимок фокальных пятен, полученный на линии BM05 при энергии 30 кэВ.

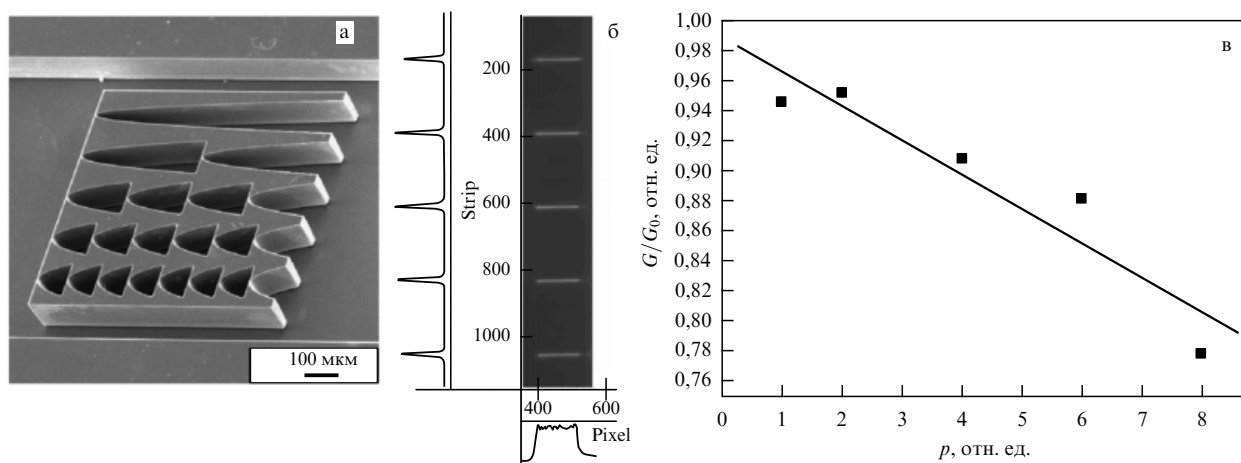


Рис. 3. Планарные параболические линзы: (а) снимок РЭМ; (б) снимок фокальных пятен, полученный на линии BM05 при энергии 17 кэВ; (в) зависимость фактора усиления планарных линз от кратности набора по измерениям на СИ.

новка единичных линз с фокусными расстояниями $F_0 \gg L$ — суммарного продольного размера набора наглядно демонстрирует аддитивность оптических сил аналогично оптике видимого диапазона [2]. Аддитивность оптических сил преломляющих профилей непосредственно вытекает из суммирования сдвигов фазы, создаваемых единичными линзами, в общем сдвиге фазы, набираемой лучом при прохождении набора профилей. Следствия рассматриваемого свойства подробно обсуждаются ниже.

Исследование указанных линз было проведено на лабораторном [64] и синхротронном источниках излучения [65, 66]. Измерения интенсивностей их фокальных пятен (рис. 3в) [64, 65] позволили оценить по соотношению (2) величину среднеквадратичных отклонений профиля от идеального. Полученное значение $\Delta Y = 0,45$ мкм свидетельствует о достаточно высоком качестве изготовленных параболических линз, что определяет целый спектр их приложений. В частности, они были использованы [68] в локальной диагностике гетероэпитаксиальных пленок с привлечением метода рентгеновских стоячих волн, более подробно описываемого ниже. Планарные линзы применялись также для реализации оптических систем, в том числе описанных далее конденсора пучка и комбинированной системы фокусировки на основе преломляющей линзы и планарного рентгеновского волновода [69].

Планарные линзы позже изготавливались и в других лабораториях. Здесь можно указать единичные параболические линзы, полученные методом рентгенолитографии [70]. Планарные линзы из кремния, описанные в [71, 72], имеют фокусные расстояния, близкие к значениям для короткофокусных линз.

Планарные линзы из поликристаллического алмаза [59] были получены путем осаждения слоев алмаза из газовой фазы при возбуждении разряда в микроволновой плазме на кремниевые матрицы. В указанных матрицах предварительно формировался рисунок единичных параболических линз методами прецизионной литографии и плазмохимического травления. Линзы имели фокусное расстояние 50 см при энергии 9 кэВ. Эксперименты были проведены на линиях ID15 и ID22 ESRF в монохроматическом излучении при использовании излучения третьей гармоники ондулятора, а также

излучения со сплошным спектром в интервале от 6 до 40 кэВ. Линзы успешно выдерживают тепловую нагрузку от мощных пучков излучения с удельной мощностью до 10 кВт на квадратный миллиметр. Получены линейчатые фокальные пятна с поперечным размером 1–2 мкм. Для оценки микроструктуры линз применены методы фазового контраста, малоуглового рассеяния и регистрации дебаевских спектров. Показано, что линзы существенно расширяют диапазон энергий, в котором возможно применение преломляющей оптики.

Планарные линзы на основе слоев поликристаллического алмаза также были воспроизведены в [26]. Следует упомянуть ряд работ российских исследователей по созданию планарных линз на основе стеклоуглерода и изучению их свойств [73–77].

3. Составные преломляющие линзы

3.1. Варианты реализации составных преломляющих линз

Свойство аддитивности оптических сил единичных преломляющих линз, которое было продемонстрировано в экспериментах [19, 20, 64], подтверждается на основании теории составных линз [21, 22].

Для набора преломляющих линз с кратностью p , расположенных вплотную друг к другу, оптическая сила составляет

$$D = \frac{1}{F_0} = \sum_{i=1}^p \frac{1}{F_i}. \quad (8)$$

В частном случае, когда фокусные расстояния идентичных единичных линз одинаковы ($F_i = F$), из (8) следует:

$$F_0 = \frac{F}{p}. \quad (9)$$

При достаточно больших p происходит значительное сокращение фокусного расстояния набора и соответствующее увеличение радиуса кривизны единичных линз (расчет фокусных расстояний F приведен в разделе 3.3). Таким образом, технологические трудности при формировании профилей единичных линз с радиусами кривизны от единиц до десятых долей микрона, которые

ранее (см. [12, 40]) представляли собой основное препятствие для их изготовления, возможно устранить при учете свойства аддитивности набора (8). Можно указать также, что при этом становится несущественной разница между точным параболическим профилем и цилиндрическим или сферическим профилями.

Впервые об экспериментальной реализации составных линз сообщалось в [19] (ноябрь 1996 г.), где линзы в виде цилиндрических пустот были изготовлены путем сверления отверстий в блоке из алюминия. Точность формирования набора, в первую очередь соосность отверстий и чистота обработки их внутренних поверхностей, позволила получить эффект фокусировки излучения в линейчатое пятно. Следует отметить, что составные линзы в различных сочетаниях преломляющих профилей круговой формы ранее были описаны в патенте [78]. Патент был заявлен в Японии в 1994 г. как национальный, а его международная публикация вышла позднее (февраль 1997 г.), чем работа [19]. Одной из первых работ по составным преломляющим линзам является [79], где предложена необычная последовательность операций для изготовления оптического элемента, которая так и не была реализована.

В настоящее время известны различные варианты изготовления составных преломляющих линз с цилиндрическим преломляющим профилем [19, 80–82], опробованы различные материалы с малым поглощением, в том числе бериллий [20, 89, 90] и полимеры [83, 84, 91]. Известны также составные линзы со сферическим профилем в виде набора пустотелых шариков, представляющих собой газовые пузырьки в жидкости [92, 93]. Наиболее развиты технологии создания преломляющих профилей в виде параболоида вращения (рис. 4) [88–90] путем механической обработки.

На составных наборах планарных линз из кремния, описанных нами в [94, 95], впервые была продемонстрирована фокусировка жесткого излучения с энергией 100 кэВ. Последующие реализации составных наборов из планарных линз описаны в ряде работ других исследователей (см., например, [25, 71, 72]). Здесь можно указать также линзы, сформированные методами рентгеновской литографии, которые обеспечивают фокусировку в линейчатый [96] и точечный фокус [97] при размерах фокального пятна, близких к дифракционному пределу [98].

Следует отметить, что аддитивность оптической силы набора (8) проявляется только для преломляющих

линз и не свойственна иным типам рентгеновских фокусирующих устройств. Так, набор зонных пластин Френеля, расположенных вплотную, соответствует одной пластине, имеющей суммарную толщину [99]. Тем не менее для набора из двух зонных пластин Френеля, расположенных на определенном расстоянии друг от друга [100], наблюдается сокращение суммарного фокусного расстояния, но на их оптической оси возникают максимумы, соответствующие комбинациям дифракционных порядков пластин [99], что ограничивает кратность набора.

3.2. Фокусировка и коллимация пучков преломляющими линзами

Получение фокального пятна минимальных размеров традиционно рассматривается как одно из главных применений рентгеновских фокусирующих элементов. Здесь преломляющие линзы имеют ряд важных преимуществ перед элементами, основанными на принципах дифракционной или зеркальной оптики. Кроме того, как показано в [21], приближение тонкой линзы применимо и для составных линз большой кратности набора при $L \cong F_0$.

Наименьшие известные размеры фокального пятна, определяемые в рамках лучевой оптики геометрией фокусировки, достигаются в схемах микрозонда, где $a \gg b$ и $b \cong F_0$. При реализации данной схемы [16] на синхротронных источниках, где $a = 40–60$ м, а $F_0 \approx 0,5–1$ м, уменьшение схемы может составлять 100–120 [16]. Таким образом, при размерах источника $s \leq 80–100$ мкм становится достижимым получение субмикронного фокального пятна с размерами менее 1 мкм. Дальнейшее уменьшение размеров фокального пятна возможно для линз с короткими фокусными расстояниями 0,1–0,2 м, обеспечивающими так называемую нанофокусировку излучения [71, 72, 101, 102]. Следует заметить, что только полуширина линейчатого фокального пятна планарных линз в указанных работах лежит в нанометровом диапазоне. Длина линейчатого пятна задается глубиной профиля планарной линзы (50–200 мкм), а протяженность области каустики вдоль оптической оси по оценкам может достигать 5–10 мм. При этом реально измеряемые значения обычно существенно больше.

Рентгеновские преломляющие линзы можно успешно использовать в качестве длиннофокусных устройств.

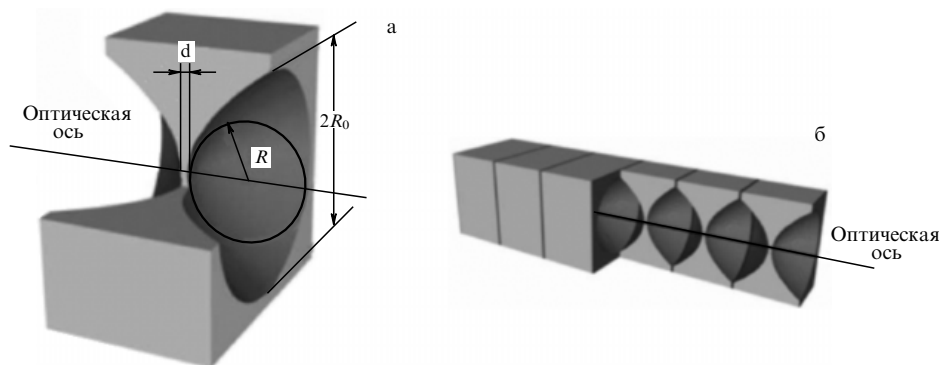


Рис. 4. Преломляющая рентгеновская линза с двойным параболическим профилем из алюминия: (а) единичная линза (один квадрант линзы на изображении удален); (б) компоновка единичных линз в составной набор. Геометрическая апертура линзы $2R_0 = 1$ мм, радиус кривизны в вершине параболы $R = 200$ мкм. Среднеквадратичная величина шероховатости сформированного профиля 0,1 мкм [20].

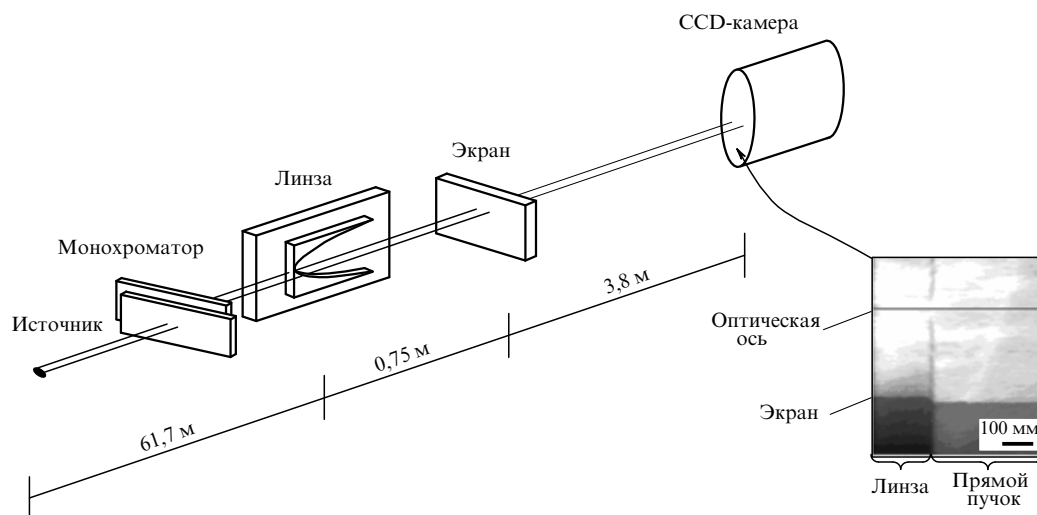


Рис. 5. Схема эксперимента по коллимации пучка планарной линзой. На вставке: изображение края экрана, зарегистрированное на камере в прямом и преломленном линзой пучках.

Так, в случае совпадения фокусного расстояния линзы и расстояния до источника обеспечивается получение пучка параллельных лучей. Впервые указанная схема была реализована в [84, 91], составные линзы в виде наборов малой кратности были названы преломляющими коллиматорами, чтобы подчеркнуть их специфические функции.

Планарные параболические линзы из кремния [94, 95] также были использованы в качестве преломляющих коллиматоров с фокусным расстоянием в диапазоне нескольких десятков метров. В работе [103] проведено исследование схемы коллимации пучка излучения с помощью указанных линз на станции ID15 ESRF (Гренобль, Франция). Расположение элементов схемы, где расстояние от источника до линзы составляло 61,7 м, представлено на рис. 5. Для монохроматизации пучка СИ использовался монохроматор Si(111) в геометрии Лауэ. В эксперименте подбиралось такое значение энергии E_0 , при котором расходимость выходящего пучка минимальна. При $E < E_0$ линза формирует сходящийся пучок, при $E > E_0$ — расходящийся из мнимого источника. Геометрический анализ для случая точечного источника показал, что расчетное фокусное расстояние планарной линзы совпадает с расстоянием до источника при $E_0 = 74,7$ кэВ.

Для оценки степени коллимации пучка была предложена [103] оригинальная методика прямого измерения расходимости выходящего пучка, которая не требует привлечения сложных схем, включающих асимметричные кристаллы-монохроматоры. Согласно ей после линзы располагается экран, представляющий собой скол пластины Ge. Разница в положении тени экрана в прямом и прошедшем через линзу пучках (см. рис. 5) измерялась по изображению, зарегистрированному CCD-камерой FReLoN (размер пикселя 1,5 мкм) при вертикальном сканировании экрана по апертуре линзы в пределах ее эффективной апертуры (750–950 мкм). Согласно предложенному методу расчета, угол расходимости выходящего пучка может быть вычислен по смещению изображения экрана при заданном расстоянии от экрана до изображения. Линейная экстраполяция экспериментальных зависимостей, полученных при $E_0 = 74,7$ кэВ, дает

минимальный коэффициент наклона, близкий к нулю. Погрешность угловой расходимости пучка в этом случае $\Delta\beta = 0,3$ мкрад. Достигнутая степень коллимации пучка СИ позволяет существенно повысить угловое разрешение при изучении кристалло-геометрических характеристик многослойных эпитаксиальных слоев, в частности скрытых гетеропереходов в приборах микро- и оптоэлектроники.

3.3. Свойства составных линз как системы единичных линз

Выше обращалось внимание на то, что составные линзы только в определенных пределах можно рассматривать в качестве "тонких" линз. Вместе с тем как системы единичных линз они обнаруживают новые свойства. Теория составных линз большой кратности набора содержится в работах [21, 22, 104–111]. Основные выводы указанных исследований приведены ниже.

На основе статистического анализа ансамбля единичных линз со случайными деформациями и смещениями от общей оптической оси [21] определено их влияние на размытие фокального пятна и ослабление выходящего пучка. Влияние этих эффектов снижается как $\sqrt{p}$, при этом случайные смещения в пределах эффективной апертуры составной линзы практически не искажают форму фокального пятна при $p > 30$. Новым свойством набора линз является смещение фокального пятна перпендикулярно оптической оси при изгибе составной линзы на величину $L^2/3W$.

В работах [22, 105–107] введена функция пропагатора, определяющая распределение волновых полей внутри самой линзы и за ней. При учете поправок по степеням малого параметра L/F_0 показано, что фокусное расстояние составной линзы, измеряемое от ее середины, становится равным $F'_0 = F_0 + L/6$. Составные линзы с предельно большим числом набора можно рассматривать как непрерывную среду с показателем преломления, имеющим параболическую зависимость от радиуса [110, 111].

Составная преломляющая линза как система единичных линз с масштабным сокращением радиуса кривизны представляет собой набор, в котором оптическая сила

единичных линз постепенно увеличивается от входа составной линзы к ее выходу. Требование сокращения радиуса кривизны единичных линз является следствием сокращения волнового фронта при прохождении излучения внутри составной линзы [21, 22]. Для указанных систем можно достичь значительного сокращения фокусного расстояния по сравнению с составными линзами при постоянном радиусе кривизны единичных линз [66].

Соотношение (6) в данном случае записывается в виде

$$\frac{1}{F_0} = 2\delta \sum_{n=0}^N \frac{1}{R_n}. \quad (10)$$

В рассматриваемой системе линз введем масштабное сокращение радиуса кривизны R , на что ранее было указано в патенте [78]. Для параболических линз могут быть выбраны различные варианты реализации этой цели, исходя из связи геометрических параметров $Y = r^2/2R$. Так, при соответствующем варьировании радиуса линз масштабное сокращение радиуса кривизны будет задано рекуррентным соотношением

$$R_{n+1} = R_n q^2. \quad (11)$$

Тогда фокусное расстояние линз определяется суммой геометрической прогрессии

$$\frac{1}{F_0} = \frac{2Y\delta}{R_0^2} \sum_{n=0}^N \frac{1}{q^{2n}}. \quad (12)$$

Рассматриваемые системы линз по сравнению с составными линзами, имеющими постоянное значение радиуса кривизны R , обеспечивают при той же кратности набора значительное (до 10 раз) сокращение фокусного расстояния. Согласно (10), это достигается при $q = 0,83$ для набора из 10 линз, а для набора из 25 линз уже при $q = 0,93$. Другой возможностью является уменьшение кратности набора при сохранении фокусного расстояния сравниваемых систем. Указанные эффекты сокращения не зависят от конкретных значений декремента преломления материала единичных линз, а определяются целиком параметрами системы линз и масштабным фактором. Следует заметить, что оптимальные значения фактора сокращения радиуса определяются общим интегральным пропусканием системы. Линзы с переменным радиусом кривизны могут обеспечить выигрыш в светосиле, когда радиус последней линзы набора превышает эффективный.

3.4. Технологии для реализации составных преломляющих линз с масштабным сокращением радиуса кривизны

Реализация рассмотренных систем линз с масштабным сокращением радиуса кривизны — естественное продолжение концепции планарных параболических линз, изложенной выше. Планарные линзы, изготовленные нами [65], имели два значения масштабного фактора 0,93 и 0,97, что при одинаковом фокусном расстоянии обеспечивало радиус линз на входе, увеличенный по сравнению с обычной планарной параболической линзой. Сформированные линзы (рис. 6) имели преломляющий профиль с глубиной рельефа 200 мкм. Данные, полученные в экспериментах на лабораторном источнике и источнике СИ ESRF (Гренобль, Франция), подтверждают преимущества планарных линз с масштаб-

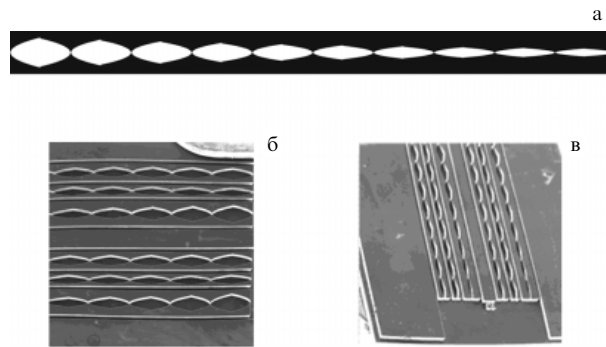


Рис. 6. Набор планарных линз с масштабным сокращением радиуса кривизны из кремния: (а) дизайн линзы; (б) снимок РЭМ входного участка ряда линз; (в) снимок РЭМ выходного участка ряда линз.

ным сокращением радиуса кривизны перед обычными параболическими линзами.

Следует отметить, что для создания рассматриваемых линз является перспективной глубокая рентгеновская литография, развиваемая в ряде научных центров (см., например, [96–98]).

Нами предложена новая технология создания набора линз с переменным радиусом кривизны, имеющих аксиальную симметрию. Она основана на принципе фиксации профиля столба вращающейся жидкости [112], который представляет собой параболу с радиусом кривизны $R = 2g/\Omega^2$ [113]. При стандартной частоте вращения (мотор, 3000 об/мин⁻¹) радиус кривизны оказывается сравнимым с величинами, обеспечиваемыми достаточно сложными методами механического формирования [83–90]. Увеличение числа оборотов позволяет уменьшить радиус кривизны до значений, получаемых по технологиям микроэлектроники [64, 65]. Краевые эффекты, обусловленные силами поверхностного натяжения, искажают форму профиля на периферии, что несущественно ввиду большого поглощения проходящего излучения в этих участках. Для получения набора линз, характеризующихся постепенно убывающими радиусами кривизны, вращение оправки с материалом линзы проводится при нарастающих значениях частоты вращения

$$\Omega_n = \sqrt{\frac{2g}{R_0 q^n}}. \quad (13)$$

Достоинство рассматриваемой технологии заключается в простоте формирования преломляющих линз при отсутствии искажений профиля и шероховатостей, присущих механической обработке. Для фиксации профиля в твердую фазу могут быть использованы различные пути [112]: одним из них является фотополимеризация материалов, которые обладают совершенной трехмерной структурой сшивок полимерных цепей [114].

4. Преломляющие линзы с профилями, производными от параболы

4.1. Параболическая линза с минимизированным поглощением

Необходимо указать, что в рентгеновском диапазоне длин волн, в отличие от видимого диапазона, всегда

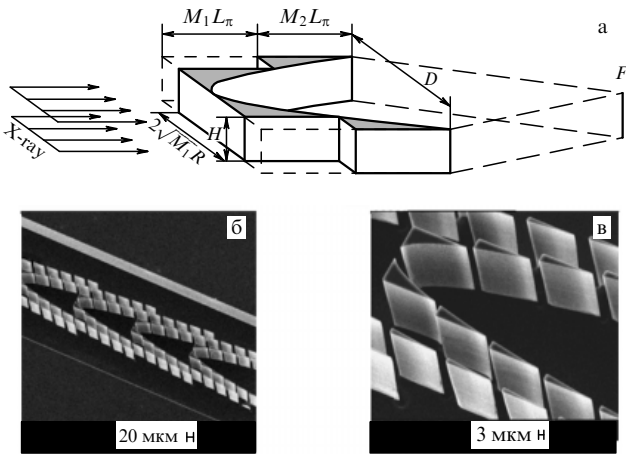


Рис. 7. Планарные параболические линзы с минимизированным поглощением: (а) схема фокусировки; (б, в) снимки РЭМ изготовленной линзы. Обозначения: D — апертура линзы; H — глубина профиля, F — линейчатый фокус, M_1L_π и M_2L_π — размер сегментов вдоль пучка.

необходимо учитывать поглощение, которое наблюдается даже для легких материалов. Следовательно, периферийные области рассмотренных выше преломляющих линз с параболическим или круговым профилем, лежащие вне эффективной апертуры, дают незначительный вклад. Для уменьшения поглощения было предложено удалять пассивные участки материала, в которых сдвиг фазы составляет 2π , чтобы при сохранении закона изменения фазы проходящей волны уменьшить ее поглощение, сделав его более однородным по апертуре линзы [40]. Следует отметить, что в данном случае требование радиальной симметрии или четности функции, описывающей преломляющий профиль, может быть заменено на такое же условие для фазы волны на выходе линзы $\phi(x) = \phi(-x)$.

Преломляющие линзы с минимизированным поглощением, имеющие производный от параболы профиль, рассмотрены в [47], где предложены технологии их создания. Такие линзы состоят из набора параболических сегментов, в которых изменение фазы проходящей волны кратно 2π . При этом параболические сегменты имеют общую образующую (рис. 7), что является отличительной особенностью линзы из кремния с минимизированным поглощением, созданной нами впервые в [23].

Профиль, соответствующий собирающей линзе с действительным фокусным расстоянием, описывается следующим выражением:

$$Y(x) = \left[\frac{L_\pi x^2}{F\lambda} - ML_\pi \operatorname{int} \left(\frac{x^2}{MF\lambda} \right) \right]. \quad (14)$$

Соотношение (14) может быть видоизменено для другого случая, когда сегменты имеют выпуклый параболический профиль, что соответствует рассеивающей линзе с мнимым фокусным расстоянием. Следует указать, что формирование профилей, производных от параболы, предполагает объединение единичных профилей в составной профиль с соответствующим накоплением оптической силы. Из условия четности для фазы выходящей волны, приведенного выше, следует, что вершины отдельных сегментов профиля могут быть инвертированы относительно оптической оси линзы.

Реализация киноформного профиля с резкими перепадами между границами соседних сегментов сопряжена со значительными технологическими трудностями, когда используется механическая обработка. Привлечение современных технологий микроэлектроники и создание планарных преломляющих профилей [64] в значительной степени устраняет эти трудности [65–67].

Разработанная ранее [23] планарная преломляющая линза с минимизированным поглощением на основе кремния (рис. 7) характеризуется тем, что параболические профили с $M = 2$ вставлены друг в друга со сдвигом по оптической оси при кратности набора $p = 5$. При этом число пар сегментов составляет 10, размер основания первого сегмента равен 16,85 мкм, апертура линзы $A = 150$ мкм. Расчетное фокусное расстояние равно 0,8 м для энергии $E_0 = 17,5$ кэВ, соответствующей характеристической линии MoK_α . Для указанной линзы пропускание 90,5 % на данной энергии значительно превышает величины для составных линз без минимизации поглощения из бериллия или алюминия [65].

Экспериментальное изучение фокусирующих свойств линз было проведено на лабораторном источнике [64] и на линии BM05 источника СИ ESRF (Гренобль, Франция), где размер источника составил 80 мкм [115, 116]. Дополнительно к цифровой камере высокого разрешения был установлен блок прецизионного сканирования щелью, обеспечивавший шаг сканирования 1 мкм. Камера и блок регистрации позволяли проводить измерения в диапазоне расстояний вдоль оптической оси, который перекрывал весь интервал по глубине резкости линзы. Изображение фокального пятна линзы не содержит побочных дифракционных максимумов. Полученные в эксперименте данные находятся в хорошем согласии с расчетом. Анализ спектральных свойств киноформных линз проведен далее.

Рассматриваемый тип линз [23] в дальнейшем был воспроизведен в работах ряда исследователей [25–28]. Для создания данного типа линз, имеющих профиль вращения, могут быть использованы пути, рассмотренные нами в [112].

4.2. Планарные киноформные структуры

При проецировании параболических сегментов параллельно оптической оси линзы, когда их основания расположены на общей линии, может быть получен киноформный профиль [47, 53, 65]. Следует подчеркнуть, что достоинством планарного расположения сегментов является возможность свободной компоновки на плоскости, не нарушающей фазовых соотношений. В [117] рассмотрена внутренняя симметрия киноформных преломляющих профилей, следствия из законов которой определяют возможные типы размещения параболических сегментов на плоскости при создании планарных профилей. Основой развитого подхода служат свойства точечной симметрии систем формирования рентгеновских стереоскопических изображений [118, 119]. Элементами подгруппы точечной симметрии для киноформных преломляющих профилей служат плоскости симметрии, переводящие единичный профиль в себя. Здесь перпендикулярная оптической оси профиля плоскость симметрии, необходимость введения которой вытекает из принципа обратимости хода оптического луча, является черной и переворачивает вершины сегментов. Установлено, что минимальный набор сегментов, инвариантный

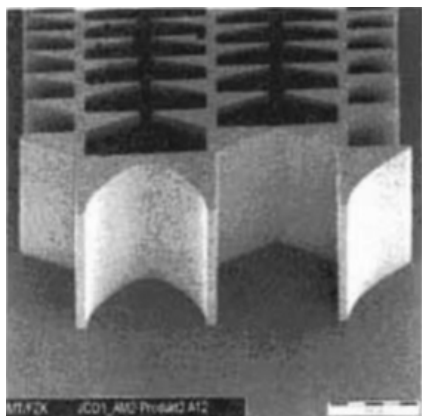


Рис. 8. Снимки РЭМ киноформной линзы из PMMA [24].

относительно действия плоскостей симметрии, соответствует профилю с инвертированными вершинами, и выведено правило компоновки сегментов в нем. Наиболее простыми из указанных профилей являются профили, имеющие вид "папоротника", где вершины сегментов поочередно меняют направление вдоль оптической оси.

Разработанные нами киноформные линзы описаны в [24, 53], где приведены экспериментальные обоснования их свойств, важных для дальнейших разработок. В [120] определены условия для воспроизведения киноформных линз методами глубокой рентгеновской литографии в полимерных резистах PMMA и SU-8. Указанные процессы формирования линз проводились в центре синхротронного излучения IMT (Карлсруэ, Германия) на ускорителе ANKA. Были получены киноформные линзы с минимальными размерами сегментов до 1 мкм при апертуре 1,5 мм и кратности набора единичных линз, равной 140 (рис. 8). Показано, что линзы, сформированные в слоях резиста SU-8, имеют высокую радиационную и тепловую стабильность. Фокусирующие свойства данных линз изучались на ускорителе ESRF (Гренобль, Франция) при энергии 55,2 кэВ. Получены линейчатые фокальные пятна с поперечным размером 8,2 мкм при фокусном расстоянии 2 м. Дальнейшие работы в указанном направлении позволили создать киноформные линзы из никеля, на которых была осуществлена фокусировка СИ с энергией 212 кэВ [121].

Отметим, что в описанных киноформных линзах наблюдаются эффекты стягивания волнового поля непосредственно внутри линзы, которые теоретически обоснованы для случая гладких параболических профилей в [21, 22, 106]. Влияние этих эффектов в случае киноформных линз проявляется в значительно большей мере, так как изменения пространственных характеристик волновых полей в данном случае уже следует сравнивать с малыми размерами оснований сегментов [122]. При стягивании волнового поля крайние сегменты профилей, расположенных на выходе линзы, не участвуют далее в формировании фокального пятна, что ограничивает предельную кратность составных киноформных линз.

4.3. Анализ спектральных свойств киноформных профилей

Проанализируем спектральные свойства киноформных линз на основе теории, опубликованной в работе [117], с привлечением понятий рентгеновской кристаллографии.

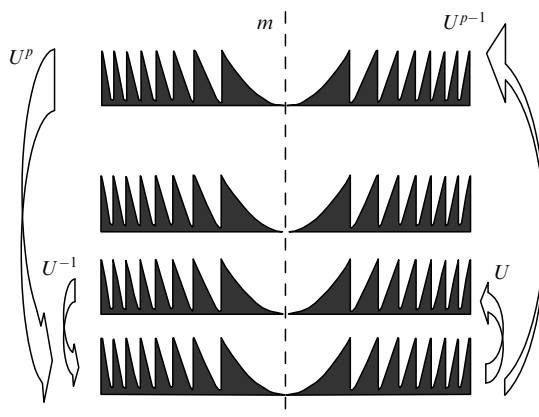


Рис. 9. Расположение элементов подгруппы перестановок, входящей в группу симметрии киноформного профиля.

Прежде всего необходимо отметить, что группа преобразований составных профилей содержит элементы, действие которых (рис. 9) сводится к перестановке единичных профилей внутри общего набора. Генератором подгруппы служит операция перестановки соседних профилей, повторные действия которой мультиплицируют единичный профиль до требуемой кратности набора. Из свойств подгруппы следует, что при воздействии операторов ее неприводимого представления на пропагатор вид последнего сохраняется с точностью до фазового множителя вида $\Phi_m = \exp(2\pi i m/L)$ и пропагатор является собственной функцией указанных операторов.

Для исследуемых профилей характерно наличие набора собственных пространственных частот с волновыми векторами, кратными основному $K_m = mK_0$. Совпадение оптических длин любого из векторов набора с волновым вектором проходящей волны ведет к появлению максимумов на спектральных зависимостях коэффициента усиления интенсивности в фокальном пятне (рис. 10). Отмеченные свойства линз наблюдались экспериментально и были обоснованы при расчете амплитудной функции пропускания путем разложения в ряд Фурье [23].

Таким образом, киноформные линзы (а также любые их варианты, включая линзы с минимизированным

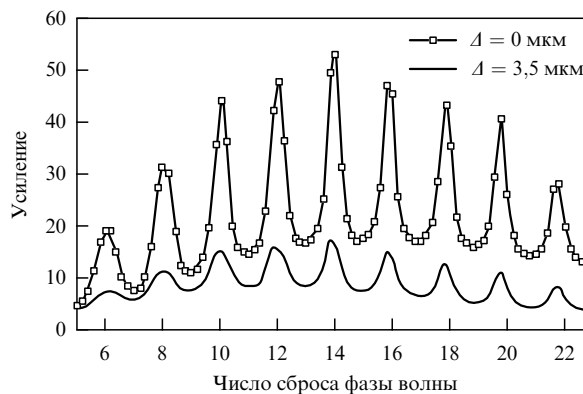


Рис. 10. Зависимость фактора усиления от дифракционного порядка (суммарного числа сброса фазы волны на общей толщине материала линзы). Расчет для линзы из кремния для излучения с энергией $E_0 = 17,5$ кэВ. На вставке: технологическое разрешение Δ . Для идеальной линзы $\Delta = 0$ [23].

поглощением) дают возможность осуществлять селективную фокусировку излучения, что позволяет рассматривать их и как аксиальные монохроматоры для выделения спектральных компонент излучения вдоль оптической оси [123]. Спектральное разрешение аксиального монохроматора в зависимости от соотношения геометрических параметров за счет варьирования ширины выходной щели может достигать величин $\Delta E/E \cong 10^{-3} - 10^{-6}$. Достоинствами аксиального монохроматора являются высокая температурная стабильность и отсутствие ограничений при высоких энергиях, когда спектральное разрешение рассматриваемого устройства только улучшается.

5. Преломляющие призмы и наборы мультипризменных элементов

5.1. Спектральные приборы на основе преломляющих призм

Рентгеновская оптика преломления с появлением преломляющих составных линз стала в основном частью рентгеновской фокусирующей оптики. Следует отметить, что линзовая оптика далеко не исчерпывает все те разновидности устройств, функционирующих на основе эффекта преломления. В первую очередь среди них можно выделить устройства на основе призм (рис. 11), которые осуществляют поворот пучков или их разложение на спектральные компоненты. Здесь также необходимо учитывать достаточно малую величину декремента преломления у известных материалов и его сильную дисперсию (см. раздел 2.2), приводящую к заметному уменьшению значений δ с ростом энергии излучения.

Отмеченные физические ограничения сужают возможности применения преломляющих призм в рентгеновском диапазоне, где уже разработаны устройства для спектроскопических исследований на монокристаллах со спектральной дисперсией до $\Delta E/E \cong 10^{-6}$ [12], многослойных интерференционных зеркалах с $\Delta E/E \cong 10^{-4}$ [13, 16]. Тем не менее развитие новых источников

излучения очень высокой мощности [8, 9] и сокращение длительности импульса до фемтосекунд [124] делают весьма актуальной разработку спектральных устройств, использующих элементы преломляющей оптики. Призмный спектрометр из натуральных алмазов, описанный в [125], обеспечивает $\Delta E/E \cong 10^{-2}$, что превышает разрешение энергодисперсионных детекторов. Дальнейшее улучшение спектрального разрешения возможно в более сложных оптических системах, включающих наряду с призмами и другие рентгенооптические элементы.

Угол отклонения пучка после прохождения преломляющего профиля может быть значительно увеличен за счет свойств аддитивности призм, как и для оптических сил единичных линз в составной линзе. При этом суммарный угол поворота

$$\varepsilon = \sum_{k=1}^p \varepsilon_k = \delta \sum_{k=1}^p \tan \frac{\alpha_k}{2}. \quad (15)$$

В частности, для одинаковых прямоугольных блоков $\varepsilon = p\delta$.

5.2. Интерференционные устройства на основе бипризм

Создание новых устройств рентгеновской оптики преломления позволяет расширить области ее применения и возможности за счет разрешения проблем, специфичных именно для указанного диапазона излучения. Здесь можно указать задачи диагностики источников СИ, приобретшие особенно острую актуальность в связи с развитием лазеров на свободных электронах. Так, одним из первых перспективных приложений рентгеновских преломляющих линз в данной области стала диагностика источника СИ [51], где наблюдались изображения области генерации пучка излучения. Непосредственная информация о когерентных свойствах источников СИ может быть получена в экспериментах, позволяющих регистрировать интерференционные картины (см., например, [126]).

Рентгеновские бипризмы из кристаллов кремния и синтетического алмаза [58] были использованы в экспериментах на ускорителе ESRF (Гренобль, Франция) в исследованиях когерентных свойств источника СИ при



Рис. 11. Оптический снимок призм из кристаллов синтетического алмаза.

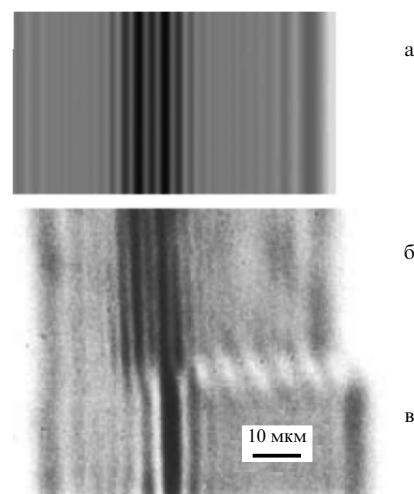


Рис. 12. Интерференционные полосы, сформированные бипризмой в когерентном излучении: (а) расчет, (б) наблюдаемые полосы, (в) полосы, наблюдаемые при интерференции на единичной призме.

энергиях до 30 кэВ (рис. 12) [127–129]. Методы компьютерного моделирования позволяют построить картину интерференции на бипризме для различной геометрии эксперимента при детальном учете влияния поглощения в материале бипризмы и размера источника. Расчетные профили интенсивности в полосах интерференции дают возможность определить размер излучающей области независимо от данных по прямому наблюдению формы источника с помощью преломляющих линз. Экспериментальное исследование картин интерференции для бипризм из синтетического алмаза было проведено на линии BM05 ESRF. Полученные снимки находятся в хорошем соответствии с расчетом (рис. 12).

Экспериментальные методы в сочетании с методами компьютерного моделирования могут быть использованы для реконструкции функций распределения яркости и взаимной когерентности в излучающей области, что особенно актуально для источников СИ последних поколений.

5.3. Мультипризменные фокусирующие элементы

Рентгеновские бипризмы, описанные выше, представляют собой разновидность преломляющих элементов с профилем, симметричным относительно оптической оси, где условие непрерывности профиля, как и для киноформных элементов, не выполняется. Было показано, что в целом ряде случаев бипризмы позволяют получить достаточно интенсивную центральную полосу интерференции при ослабленных боковых полосах. Указанная способность бипризм усиливается в мультипризменных преломляющих элементах, где на основе единичных призм komponуются симметричные наборы, которые переходят в себя при действии плоскости симметрии. Необходимо отметить, что обсуждаемые мультипризменные элементы имеют оптическую силу, соответствующую одной параболической линзе.

Мультипризменный элемент, описанный в [46], имеет пилообразный профиль, где призмы расположены симметрично, но с последующим увеличением их расстояния от оптической оси (рис. 13). Луч, находящийся на расстоянии y от оптической оси, проходит в материале элемента путь, равный

$$Y(x) = \frac{x^2 N}{y_g \tan \theta}. \quad (16)$$

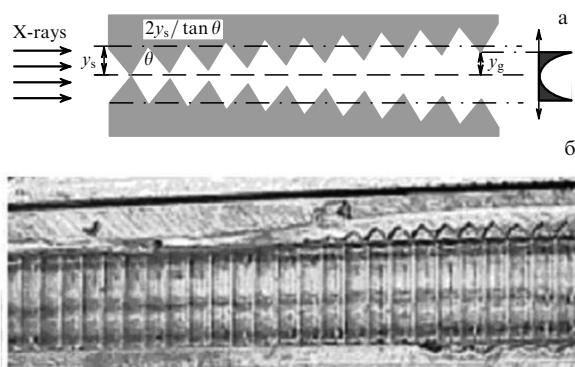


Рис. 13. Мультипризменный элемент с пилообразным профилем: (а) эскиз профиля [46]; (б) снимок двух профилей с различным шагом, изготовленных из лития [130]. (Снимок предоставлен Н. Перейра.)

Соотношение (16) представляет собой уравнение параболы с эффективным радиусом кривизны

$$R_{\text{eff}} = \frac{y_g \tan \theta}{2N}. \quad (17)$$

Пилообразный профиль позволяет получать линейчатый фокус при учете фокусного расстояния, задаваемого радиусом кривизны R_{eff} и декрементом преломления материала [46]. Поперечный размер фокального пятна определяется фактором уменьшения оптической схемы, а предельный размер при фокусировке плоской волны — соотношением (7), как и для параболических линз.

Необходимо отметить, что мультипризменные элементы обеспечивают невысокие значения коэффициента усиления интенсивности в фокальном пятне, заметно меньшие, чем параболические линзы. Здесь каналами основных потерь являются поглощение на оптическом пути луча, потери при многократных проходах через поверхности единичных призм, имеющие случайные неоднородности (шероховатость), а также рассеяние в материале.

Для реализации указанного элемента использовались полимерные материалы [46] и литий (рис. 13б) [130, 131]. Главный недостаток лития — его высокая химическая активность, ввиду чего оптические элементы защищают оболочкой с инертным газом [132].

В мультипризменных элементах [30, 31] также могут быть удалены клиновидные участки (рис. 14) пассивного материала, как это было продемонстрировано ранее для параболических линз [23, 40]. Благодаря этой коррекции внешняя огибающая мультипризменного элемента имеет, по мнению авторов, вид песочных часов (в древнегреческом языке — клепсидра).

Соотношения, описывающие форму и расположение единичных призм внутри клепсидры, во многом аналогичны соотношениям, выведенным ранее [23, 47] для параболических сегментов киноформных линз. Прежде всего, можно указать, что длина основания единичных призм вдоль оптической оси $D_{\text{Cl}} = ML_{\pi}$ кратна длине сдвига фазы L_{π} . Высота треугольника в единичной призме задается требуемым фокусным расстоянием и расчетной длиной волны $\Delta Y_{\text{Cl}} = \sqrt{M\lambda F}$.

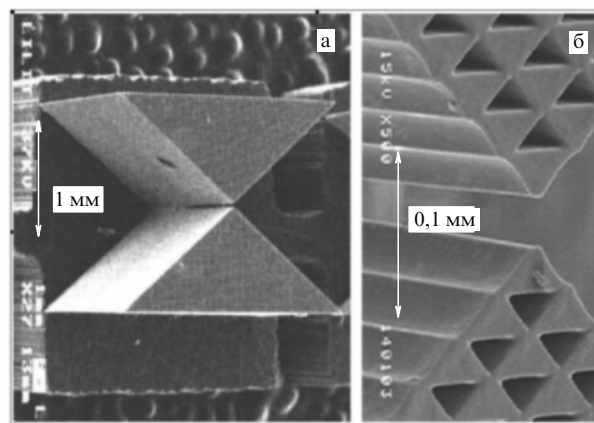


Рис. 14. Снимки РЭМ мультипризменного элемента с профилем клепсидры [30], изготовленного методом рентгенолитографии из РММА: (а) общий вид; (б) центральная часть. (Снимок предоставил В. Джарк.)

Положение единичных призм внутри клеписидры задается координатой, отсчитываемой от оптической оси $Y_{Cl} = m_{Cl}\sqrt{M\lambda F}$.

Пропускание ряда призм, в отличие от случая параболических сегментов (см. [23, 24]), описывается более простым соотношением

$$T(y) = \exp\left(-\frac{m_{Cl}M}{N_0}\right). \quad (18)$$

Из соотношения (18) может быть найден оптимальный номер ряда и соответствующее ему значение геометрической апертуры мультипризменного элемента. Условие $T(y) = 0,75$, принятое авторами [30, 31], приводит к выражению

$$A_{opt} = 2,424N_0\sqrt{\frac{\lambda F}{M}}. \quad (19)$$

Таким образом, оптимальная апертура элемента задается свойствами материала, требуемым фокусным расстоянием и конструктивным параметром клеписидры. Полезно провести сравнение клеписидры и киноформной линзы, имеющих равные числа M и апертуры. Прежде всего можно указать, следуя приведенным в [23, 24] и [30, 31] соотношениям, что оба типа линз имеют одинаковое число сегментов. При этом параболические сегменты киноформной линзы равны примерно половине высоты призм клеписидры.

Описываемая конструкция мультипризменного элемента может функционировать в геометрии фокусировки, когда траектории падающих и выходящих лучей приблизительно параллельны его оптической оси и направлениям рядов призм, что справедливо в приближении "тонкой линзы". В то же время последовательное отклонение проходящего луча рядом призм нарушает применимость этого приближения. В [31] рассмотрены эффекты стягивания волнового поля внутри самой линзы, известные для длинных линз с параболическими единичными профилями [20, 21, 106]. Геометрический анализ отклонения луча внутри клеписидры позволяет определить допустимую длину ряда призм. Угол отклонения луча рядом призм задается соотношением (13), линейное смещение луча Δz может быть найдено из выражения (17), определяющего размер основания призм. Предельной длиной ряда в [31] считается такое число призм, когда указанное смещение становится равным высоте призмы по (18), а преломленный луч уже не участвует в формировании фокального пятна. Максимальная апертура клеписидры ограничена до размера

$$A_{max} = 2F\sqrt{2\delta}. \quad (20)$$

Таким образом, в соответствии с ожидаемым полный апертурный угол клеписидры равен углу полного внешнего отражения, как и для линз Френеля на основе эллиптических сегментов [28].

Следует отметить, что эффекты стягивания волнового поля внутри киноформной линзы (см. раздел 4.2) проявляются в значительно большей мере, чем в случае мультипризменного элемента. Но для киноформной линзы апертурный угол и декремент преломления определяют ограничение на кратность набора.

Мультипризменные элементы (см. рис. 14) были созданы в [30, 31] методами рентгеновской литографии

на основе полимерных резистов PMMA и SU-8. При учете результатов работ [120, 121] по реализации киноформных линз из указанных материалов получена минимальная величина высоты призмы 12,83 мкм, задавшая расчетное фокусное расстояние $F = 1,21$ м при размере базиса призмы 36,66 мкм для SU-8 и 40,66 мкм для PMMA. Для клеписидры из PMMA с удвоенными высотой призм и длиной базиса фокусное расстояние составило вдвое большее значение: $F = 2,42$ м. Геометрическая апертура сформированных элементов во всех случаях составляла 1,3 мм.

Испытания изготовленных элементов были проведены на линии SYRMEP ускорителя ELETTRA (Триест, Италия) [31] в монохроматическом излучении с энергией 8,5 кэВ при расстоянии линза – источник 22,6 м и размере источника 90 мкм. Расчетные размеры фокального пятна были равны 11 мкм при $F = 2,42$ м (5 мкм при $F = 1,21$ м). Полученные в эксперименте изображения имели значительную полуширину в 40–60 мкм для $F = 2,42$ м и несколько меньшую полуширину 35–50 мкм для $F = 1,21$. Фокальные пятна линз с $F = 2,42$ м были зафиксированы также на линии ID22 синхротронного источника ESRF (Гренобль, Франция). Изображения, полученные при улучшенном разрешении [30], распадаются на несколько линий аналогично картине интерференции на бипризме. Измерения пропускания показали, что оптимальная апертура линз из PMMA совпадает с геометрической, а для линз из SU-8 составляет 0,93 мм. В заключение следует отметить, что функционирование изготовленных элементов зависит от вкладов технологических несовершенств их формирования.

6. Двухлинзовые системы

6.1. Конденсор пучка на основе преломляющих линз

Конденсор пучка обычно представляет собой двухлинзовую схему, предназначенную для изменения геометрических размеров пучка. В наиболее распространенных случаях используются две собирающие линзы. Возможны схемы, где первая линза — собирающая, вторая — рассеивающая. Как следует из геометрических построений (см. [2]), для обоих случаев выполняется соотношение

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{F_1}{F_2}, \quad (21)$$

где A_1 , A_2 — апертуры, F_1 , F_2 — фокусные расстояния обеих линз.

Сжатие выходящего пучка может быть достигнуто при условии $A_1 < A_2$, так что вторая линза должна быть короткофокусной. Расстояние между линзами равно сумме фокусных расстояний для собирающих линз и их разности для линз разного типа. В последнем случае можно сблизить линзы и уменьшить габариты схемы.

Расходимость пучка, выходящего из конденсора, задается угловым размером источника, следовательно,

$$\gamma = \frac{\Delta F_1}{F_2}, \quad (22)$$

где ΔF_1 — линейный размер фокального пятна первой линзы. В случае плоской волны γ оценивается как угол первого порядка дифракции на апертуре линзы.

Для источника конечных размеров ΔF_1 будет его уменьшенным изображением, а для схемы микронзонда при $b \gg F$

$$\gamma = \frac{sF_1}{bF_2} = \frac{A_1}{A_2} \omega. \quad (23)$$

Соотношение (23) аналогично связи между расходимостью и геометрическими размерами пучка, известной для асимметричного монохроматора. Следует отметить, что в важном частном случае, когда обе линзы состоят из одного и того же материала, в (23) отношение A_1/A_2 может быть заменено отношением радиусов кривизны линз R_1/R_2 .

Таким образом, полученная связь между углами на входе и выходе конденсора показывает, что величина γ задается только параметрами конструкции конденсора и не зависит от энергии излучения. Отмеченное свойство представляет собой важное преимущество конденсора перед преломляющим коллиматором, где коллимация фактически может быть осуществлена только для выделенных значений энергии.

Светосила конденсора определяется интегральным пропусканием обеих линз $T = T_1 T_2$. Отсюда следует, что вторая короткофокусная линза конденсора должна иметь высокое пропускание, и одним из оптимальных решений может быть использование киноформных линз, рассмотренных выше.

При экспериментальной реализации схем конденсора пучка использовались короткофокусные преломляющие линзы на основе кремния, имеющие пропускание более 90 %. В схеме на лабораторном источнике две матрицы линз были расположены последовательно при совпадении направлений их столбцов на расстоянии одна за другой $b = 2F = 14$ см. Наилучшее разрешение наблюдалось на выходе системы ($B \approx 1$ см) от второй линзы. При последующем удалении плоскости регистрации изображение матриц ухудшается и полностью исчезает на расстоянии $B = 20$ см, что дает оценку $\gamma_{\text{экс}} = \Delta F/B \cong \cong 2 \times 10^{-5}$. При этом можно считать, что каждая линза в матрице освещена пучком с расходимостью, равной угловому размеру источника $\omega = s/a = 1,9 \times 10^{-5}$. При подстановке этого значения в (23) с учетом равенства фокусных расстояний линз в описываемой модели конденсора имеем $\omega = \gamma_{\text{экс}}$. Следует отметить, что полученные значения угла расходимости выходящего пучка на уровне $1-2 \times 10^{-5}$ рад весьма близки к тем, которые могут обеспечить только в своей брэгговской плоскости коллиматоры на совершенных монокристаллах. В описываемой модели конденсора указанные значения углов расходимости сохраняются в любой плоскости, проходящей через пучок, независимо от ее ориентации. При этом, как и в случае коллимации пучка одной преломляющей линзой, сохраняется направление первичного пучка, что весьма важно при практическом использовании данных схем.

Двухлинзовая схема конденсора, характеристики которой были измерены на линии BM05 источника СИ ESRF (Гренобль, Франция), состояла из планарной линзы и матрицы короткофокусных линз, свойства которых описаны выше (см. рис. 2). На снимке выходящего из конденсора пучка видно, что на фокальные пятна планарной линзы накладываются фокальные пятна короткофокусных линз. Необходимо отметить, что апер-

тура данной линзы 100 мкм не позволяла применить описанную выше методику прецизионного измерения расходимостей путем сканирования непрозрачным экраном по апертуре линзы. Измерения расходимости проводилось по методу, развитому для макета конденсора. Согласно оценкам расходимости выходящего пучка, полученным в ходе эксперимента в диапазоне энергий 8–25 кэВ, величина угла расходимости $\gamma \cong 2 \times 10^{-5}$ не изменяется в пределах экспериментальных погрешностей. При этом она согласуется с рассчитанной по (23) при отношении радиусов кривизны обеих линз $R_1/R_2 \cong 10$. Таким образом, экспериментальная проверка характеристик двухлинзового конденсора подтвердила полученное соотношение.

6.2. Комбинированная система на основе планарной линзы и волновода

Комбинированная система на основе преломляющей линзы и планарного волновода с воздушным промежутком [69] представляет интерес как источник субмикронных пучков высокой яркости. Рентгеновские волноводы [32–36], как и преломляющая оптика, относятся к быстро прогрессирующей области рентгеновской оптики высокого разрешения. Планарные волноводы для рентгеновского излучения представляют собой структуру, состоящую из тонких пленок, где прозрачный слой заключен между отражающими слоями [32, 33]. Важной областью приложения волноводов является формирование выходящего пучка с субмикронным сечением для проведения локального анализа внутренних напряжений и элементного состава с латеральным разрешением до 100 нм, а также получения фазово-контрастных изображений. Заманчивая идея достижения двумерной фокусировки в нанометровом диапазоне была реализована на так называемых двумерных волноводах [37], недостатком которых является крайне низкая светосила.

Поглощение излучения в волноводном слое существенно ограничивает возможности их применения, снижает коэффициент сжатия выходящего пучка по отношению к первичному, ухудшает условия возбуждения единичных мод [32, 33, 36]. Недавно для уменьшения поглощения предложено использовать [133] тонкопленочные волноводы с прозрачным слоем из бериллия. В этом отношении размещение отражающих блоков с субмикронным воздушным зазором между ними является более предпочтительным. Такой вариант был реализован в виде отдельных блоков с достаточно сложной механической системой юстировки для создания воздушного зазора около 650 нм [36]. Конструкция волноводов данного типа, описанная в [35], где воздушный промежуток между отражающими блоками обеспечивается тонкопленочным разделителем, значительно более проста, что и определяет ее перспективы.

В реализованной системе [69] конструкция волновода с воздушным промежутком включала использование магнитных материалов для сближения отражающих блоков (рис. 15). Волноводный канал длиной 10 мм и толщиной 0,1 мкм формируется между верхней и нижней пластинами кремния, разделенными прослойкой из сплава Sm-Co с перпендикулярной подложке намагниченностью. Указанные пластины прижаты друг к другу постоянными магнитами.

Эксперимент проводился при двух конфигурациях взаимного расположения преломляющей линзы и волно-

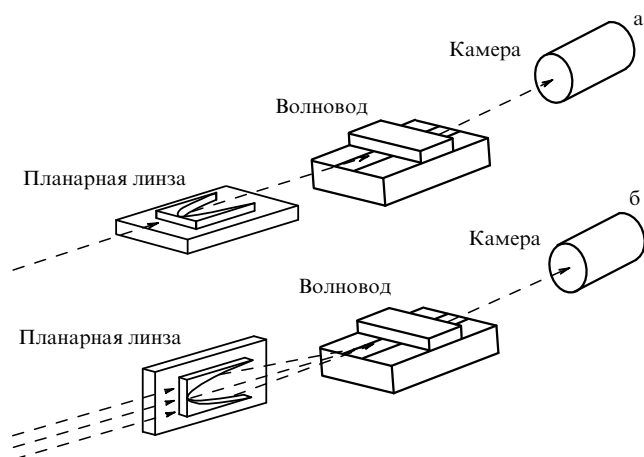


Рис. 15. Экспериментальные схемы комбинированной системы фокусировки на основе планарной линзы и волновода с воздушным промежутком.

вода (см. рис. 15). Выходящий пучок регистрировали на камере Frelon с размером элемента изображения 0,8 мкм. В качестве преломляющей линзы была использована планарная линза из кремния (см. рис. 3).

В экспериментальной схеме рис. 15а сфокусированные пучки проходили через волноводный канал и попадали на входное окно камеры. Таким образом, данная схема аналогична схеме двумерной фокусировки, известной как схема Киркпатрика – Баеза. Отметим, что здесь в качестве второго элемента, обеспечивающего сжатие пучка в направлении нормали к плоскости линзы, использован волновод. На полученных изображениях трех параллельных фокальных пятен от линз отчетливо видно квантование интенсивности в виде максимумов, расположенных вдоль линейчатого фокуса. Указанные наборы максимумов соответствуют волноводным модам, возбужденным в данной конфигурации. Так как максимумы расположены эквидистантно, расстояние между любыми двумя из них может служить для оценки углового интервала $\Delta\theta$, разделяющего моды в угловом спектре отражения для данного волновода. Необходимо указать, что в тонкопленочных волноводах толщина волноводного слоя однозначно определяет его угловой спектр отражения. Но для конструкции волновода с прижимом двух отражательных блоков необходима независимая оценка зазора между ними, являющегося поперечным размером волноводного канала. Расстояния между соседними максимумами были далее использованы для оценки действительной величины зазора. Существенное упрощение картины волноводных мод достигается уже при повороте волновода на указанный выше угол $\Delta\theta$. Большое число возбуждаемых мод, зафиксированных в исходной позиции, сводится к двум активным модам, интенсивность которых значительно выше, чем у остальных мод.

В схеме рис. 15б плоскости линзы и волновода были скрещены, так что линза фокусировала пучок непосредственно на вход волноводного канала. В этом случае воздействие линзы на состав мод оказывается еще более сильным. Для числовой оценки этого воздействия служил фактор сжатия пучка волноводом, вычисляемый согласно принятому определению (см., например, [133]). Согласно проведенным измерениям наибольшее влияние

фокусировки линзой отмечено для волновода с длиной волноводного канала 6 мм. Необходимо отметить, что по данным измерений реализованные волноводы обладают достаточно высокими значениями фактора сжатия пучка, которые заметно превосходят значения, полученные для тонкопленочных волноводов.

Отмеченные изменения условий освещения волновода сфокусированным пучком с угловой шириной, определяемой апертурным углом фокусирующего элемента, изучены в [134], где использовалась линейная брэгг-френелевская зонная пластина. Увеличение апертуры зонной пластины приводило к значительному росту фактора сжатия пучка за счет потери когерентных свойств пучка на выходе волновода. При этом наблюдался переход от одномодового режима к многомодовому. Полученные нами данные по реализации одномодового режима в условиях освещения сфокусированным пучком показывают, что при использовании преломляющей линзы сохранялась длина когерентности исходного пучка СИ и, соответственно, длина поперечной когерентности для выходящего пучка.

Таким образом, из изложенного следует, что возможно управление составом волноводных мод в выходящем пучке, причем можно добиться минимального числа мод в выходящем пучке. Элементы преломляющей оптики обеспечивают возможности реализации комбинированных схем фокусировки, более простых, чем сочетание волновода с зонными пластинами [134].

7. Приложения преломляющей оптики

7.1. Исследования в пучках, сформированных линзами

Для лабораторных источников обычно $a \leq 2-2,5$ м [60, 64], а коэффициент уменьшения схемы 8–10, что на порядок меньше, чем приведенные выше значения для источников СИ. Соответственно получаемый минимальный размер фокального пятна равен 5–10 мкм. Заметим, что в данном случае более компактное решение схемы фокусировки при сравнимых размерах фокального пятна иногда могут предоставить иные фокусирующие элементы, для которых не выполняется указанный выше закон линзы. В частности, отражательные элементы, внутренняя поверхность которых имеет форму параболоида вращения, позволяют собрать в геометрическом фокусе параболоида полихроматический пучок в пятно диаметром 10 мкм при расположении входного торца элемента вплотную к окну рентгеновской трубки [135]. Компактность схемы и достаточно высокая плотность излучения обеспечивают таким элементам ряд успешных приложений, в том числе для локальной флуоресценции [135, 136].

Флуоресцентный анализ при возбуждении вторичного излучения с помощью сфокусированного рентгеновского пучка явился одним из первых успешных приложений брэгг-френелевских зонных пластин [15, 16]. Использование для указанных целей составных преломляющих линз [20], обеспечивающих фокусировку в осевой геометрии, позволило разработать новый метод элементного анализа — микрофлуоресцентную томографию [137–140]. Было показано, что описываемый метод позволяет проводить трехмерную реконструкцию распределений химических элементов в исследуемом образ-

це. С его помощью получен ряд интересных результатов, среди которых можно отметить анализ частиц из выбросов Чернобыльской АЭС, а также анализ микрометеоритов [139].

Фокусировку и коллимацию излучения с помощью устройств преломляющей оптики можно рассматривать как две стороны процесса формирования пучков. При этом если для получения фокального пятна минимальных размеров требуются короткофокусные линзы, то для коллимации используются длиннофокусные линзы, где преимущества преломляющих устройств реализуются при сравнительно более простых требованиях. Такие линзы можно рассматривать как надежное устройство, которое преобразует входной пучок с расходимостью на уровне $10^{-3} - 10^{-2}$ рад в выходящий, где расходимость может составлять менее 1 мкрад. Преимущество преломляющих коллиматоров перед асимметричными кристаллическими монохроматорами, обеспечивающими сравнимые значения угловой расходимости, состоит еще и в том, что падающий и выходящий из коллиматора лучи являются соосными.

Таким образом, преломляющая оптика может выполнять важную роль по согласованию кристаллических монохроматоров с источником СИ, что было показано в ряде работ [84, 91, 141, 142].

Преломляющий коллиматор в [84] из PMMA имел фокусное расстояние 45 м, требуемое для линии BL47XU ускорителя SPring-8 (Япония). На рабочей энергии излучения 18,5 кэВ расчетное пропускание изготовленного коллиматора составляло 75 % из-за наличия большого числа поглощающих мостиков между единичными линзами. Эффективность действия прибора контролировалась путем измерения угловой расходимости выходящего пучка с помощью двухкристальной схемы на кристаллах кремния, установленных в отражающем положении (+, +) для рефлекса (555). Путем измерения полуширины кривой качания при повороте второго кристалла кремния было определено, что угловая расходимость пучка СИ снизилась от 11 до 3,5 мкрад при установке коллиматора. Недостатком работы следует считать неточное определение действующего фокусного расстояния коллиматора, что не позволило снизить расходимость до расчетной величины в 1 мкрад.

В дальнейшем [91] преломляющие коллиматоры были изготовлены из бериллия и алюминия и проанализированы факторы, ограничивающие возможности достижения лучшей коллимации. Среди них, кроме указанной выше ошибки в определении расстояния до источника и фокусного расстояния коллиматора, отмечены конечная угловая ширина источника, неточности в центровке отверстий в составной линзе, а также сферические aberrации изготовленных цилиндрических профилей.

Более полно преимущества преломляющих коллиматоров продемонстрированы в [141, 142], где составные линзы из бериллия (фокусное расстояние 58,1 м на энергии 14,41 кэВ) были использованы в сочетании с трехкристальной схемой асимметричных монохроматоров на линии ID18 ESRF ядерного резонансного рассеяния. Требование сверхвысокого энергетического разрешения (менее 10^{-3} эВ) налагает жесткие ограничения на угловой интервал, который отбирает данная схема из падающего синхротронного пучка. Расходимость пучка, падающего на вход блока асимметричных монохроматоров, была снижена с 14 до 2,8 мкрад после установки преломляю-

щего коллиматора. В этом случае отмечен существенный (в 2 раза) выигрыш в интенсивности.

7.2. Локальная диагностика структуры и состава кристаллических материалов

Локальная диагностика структуры кристаллических материалов с помощью пучков, сфокусированных преломляющими линзами, предъявляет более жесткие требования, чем методы микрофлуоресценции. Здесь ограничивающим фактором становится расходимость сфокусированного пучка на уровне нескольких миллирадиан соответственно апертурным углам линзы. В связи с этим локальная диагностика структуры проводилась в основном на поликристаллических материалах, где ее применение позволило получить новые данные на микроскопическом уровне, важные для материаловедения, физики твердого тела и др.

В работе [143] локальная диагностика структуры использовалась для уточнения механизма пластической деформации в цирконии. Цирконий — один из важнейших материалов ядерных реакторов, работы по изучению взаимосвязи свойств циркония с его микроструктурой активно проводятся начиная с 1970-х годов. В [143] изучались пластически деформированные образцы сплава на основе циркония, имеющие структуры гексагональной плотной упаковки. Эксперимент был поставлен на линии ID22 синхротронного источника ESRF (Гренобль, Франция), где падающий пучок фокусировался преломляющими линзами из бериллия [90] на отдельные зерна в поликристаллическом образце. Предварительно была получена карта ориентаций зерен по методу обратного рассеяния электронов, что позволяло проводить ориентацию отдельных зерен и получать от них заданные брэгговские рефлексы. Измерялось уширение дебаевских линий с целью оценки плотности дислокаций, средних размеров субзерен и активности отдельных плоскостей скольжения. Установлено, что дислокации, активные в призматических плоскостях скольжения, доминируют в процессе пластической деформации, а их фракция в общем числе дислокаций увеличивается.

Исследования критических флуктуаций в микрообъемах вблизи точки фазового перехода, проведенные в [41], стали возможными только благодаря применению сфокусированных рентгеновских пучков. В настоящее время развита теория, предсказывающая поведение кристаллов вблизи точки фазового перехода, однако экспериментальные сведения о механизмах перехода на микроскопическом уровне крайне скудны. Имеющиеся данные по диффузному рассеянию рентгеновского излучения вблизи фазового перехода, выполненные при макроскопических размерах падающего пучка, оказываются недостаточными для детального описания перехода на микроуровне, в связи с чем становится крайне необходимой локальная диагностика структуры. В [41] сделаны теоретические оценки для фазового перехода в сплаве Fe_3Al , при котором происходит упорядочение положений атомов алюминия в центре объемно центрированной ячейки ниже $T_c = 700^\circ\text{C}$. Согласно им для изучения флуктуаций, посредством которых зарождается новая кристаллическая фаза с учетом их характерного размера и времени жизни, необходимо сконцентрировать излучение в объеме с линейными размерами 1–2 мкм.

В эксперименте, поставленном на линии ID22 ESRF, изучались образцы сплава Fe_3Al вблизи точки фазового

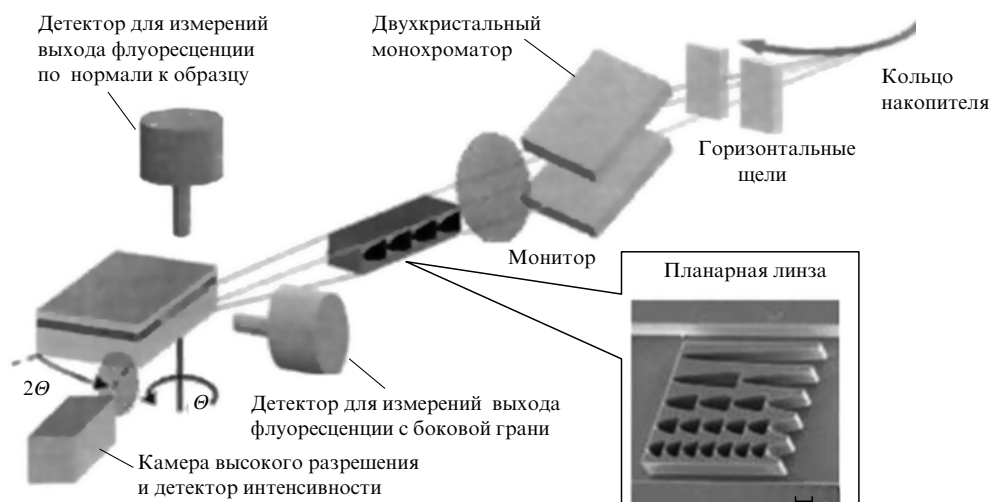


Рис. 16. Локальная диагностика по методу рентгеновских стоячих волн при фокусировке планарной линзой. На вставке: РЭМ изображение линзы [68].

перехода [41]. Излучение с энергией 16,5 кэВ фокусировалось с помощью составной преломляющей линзы из алюминия, состоявшей из 56 единичных линз, в пятно с размерами $1,5 \times 1,7$ мкм, чем достигалось ограничение размеров исследуемого объема в двух измерениях. Размер в третьем измерении, а именно вдоль оптической оси линзы, где имеется протяженная область каустики, был ограничен толщиной образца. Для этого была использована методика подготовки образцов для просвечивающей электронной микроскопии: в изучаемом образце вытраивалось отверстие. Пучок фокусировался на тонкий участок клиновидной части образца вблизи этого отверстия, где его толщина имела требуемое значение. Проводились измерения сверхструктурного рефлекса (2,2,6) упорядоченной фазы, где его интенсивность составляла 10^3 имп с^{-1} . Вблизи T_c флуктуации интенсивности имели наибольшую амплитуду, спадающую в пределах $0,05^\circ\text{C}$ при удалении от T_c . Проявление λ -особенности на температурной зависимости амплитуды является экспериментальным подтверждением универсальных законов динамики флуктуаций в критической области вблизи фазового перехода для бинарных сплавов.

Следует также остановиться на работе [42], в которой сообщалось о применении составной преломляющей линзы для анализа структуры скрытых слоев. Излучение с энергией 70 кэВ на линии ID15A ESRF было сфокусировано в пятно размером 5×15 мкм на плоскую границу раздела, образованную слоем льда и диоксида кремния. Изучаемый образец помещался в низкотемпературную камеру со стабилизацией температуры, эксперимент проводился при нагревании от -25 до 0°C . Сфокусированный пучок падал на боковую сторону образца, проходя вдоль исследуемой границы раздела. На основе анализа интенсивностей рассеяния было установлено, что на указанном интерфейсе между льдом и диоксидом кремния образуется квазижидкая прослойка толщиной до 5 нм, что характерно для процессов предплавления льда ниже точки замерзания воды. Найдено, что плотность жидкости в прослойке выше плотности обычной воды на 20 % и составляет $1,2 \text{ г см}^{-2}$. Полученные результаты представляют собой важный шаг в понима-

нии поведения льда на границе с горными породами, состоящими в основном из кварца, и позволяют объяснить высокие скорости сползания ледников в рамках предложенной теории базального скольжения.

Другой пример возможностей анализа структуры скрытых слоев с привлечением преломляющей оптики — это результаты работ [68, 144], в которых изучались гетероэпитаксиальные пленки с привлечением метода рентгеновских стоячих волн. Следует отметить, что планарные параболические линзы, разработанные ранее [64], обеспечивают локальный анализ монокристаллов, несмотря на отмеченную выше расходимость сфокусированного пучка. В выбранной геометрии эксперимента планарная линза фокусирует пучок в антибрегговской плоскости, в то время как глубина рельефа линзы задает размер щели 100 мкм, достаточный для работы на выделенных точках дифракционной кривой отражения в условиях синхротронного источника (рис. 16).

Метод стоячих рентгеновских волн обладает исключительно высокой чувствительностью к атомному составу анализируемых кристаллов наряду с возможностью указания положения примесей, однако не имеет достаточного пространственного разрешения. Использование сфокусированного пучка позволяет сохранить отмеченные преимущества метода и обеспечивает пространственное (латеральное) разрешение, соответствующее уровню рентгеновской микроскопии. Возможности метода были показаны на примере анализа состава и совершенства гетероэпитаксиальных пленок $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных на подложке арсенида галлия GaAs (001). Разработки метода проводились на экспериментальной линии ID22 ESRF (Гренобль, Франция). Плоскость дифракции падающего пучка на кристалле была выбрана горизонтальной, что позволяло ввести планарную преломляющую линзу из кремния между монохроматором и кристаллом. Фокусировка производилась на торец поперечного среза кристалла, после чего осуществлялось сканирование пучком в пределах толщины выращенной пленки. Были получены топограммы участков пленки и подложки при одновременной регистрации кривых качания и интенсивности флуоресцентного излучения элементов алюминия, галлия и мышьяка. Угловые

распределения выходящего флуоресцентного излучения соответствуют кривым качания, зарегистрированным для данного участка. Таким образом, методика рентгеновской микроскопии с возбуждением стоячих рентгеновских волн может быть использована для послойного элементного и структурного анализа тонких пленок и структур на их основе.

7.3. Получение изображений в реальном и фурье-пространствах.

Исследования по фотонным кристаллам

Получение и передача рентгеновских изображений в реальном (прямом) пространстве без искажений спектра пространственных частот являются важными функциями, которые могут выполнять фокусирующие элементы. При этом в первую очередь встает вопрос о создании методов рентгеновской микроскопии, для которых пространственное разрешение определяется предельным разрешением фокусирующего элемента. Указанные методы в течение двух последних десятилетий реализованы в диапазоне мягкого рентгеновского излучения при использовании зонных пластин Френеля (см. [12, 145]) и зеркальной оптики [146]. Следует отметить, что двумерные изображения в рентгеновской микроскопии получают в мягком излучении (энергии до 1–1,5 кэВ), где глубина поглощения (менее 1 мкм) лишь не намного больше разрешения, составляющего 20–100 нм.

В диапазоне жесткого излучения (от 6–10 до 100 кэВ), в котором функционируют преломляющие линзы, глубина поглощения может значительно превосходить разрешение линз. Следует учесть также, что преломляющие линзы, позволяющие получить субмикронное фокальное пятно, имеют глубину резкости порядка 0,1–1 см. Любое двумерное изображение, фиксируемое с их помощью, является проекционным с наложением деталей, расположенных по ходу луча. Таким образом, корректная трактовка указанных распределений возможна только при использовании методов компьютерной томографии (см., например, монографии [147, 148]).

Для передачи рентгеновских изображений в реальном пространстве в настоящее время преимущественно используются преломляющие линзы с параболическим аксиально симметричным профилем [20, 90]. Имеются первые сведения об использовании скрещенных планарных линз, сформированных методами рентгенолитографии [96, 97], для передачи фазово-контрастных изображений [149]. Следует отметить, что капиллярные линзы со сферическим преломляющим профилем [92, 93] обладают значительными aberrациями, существенно искажающими изображение. Конкретную область использования указанных линз для получения изображений может представить предварительная фокусировка падающего пучка с целью уменьшения поперечного сечения проекции в схеме томографа [150].

В последние годы получили опережающее развитие безлинзовые методы компьютерной томографии для реконструкции трехмерных изображений структуры объектов. Разработки рентгеновской томографии для микрообъектов, начатые в середине 80-х годов XX века в России, привели в настоящее время к созданию нанотомографов с разрешением до 200 нм [151]. Прогнозируется дальнейшее улучшение разрешения таких приборов для анализа нанообъектов. Определенным потенциалом для получения трехмерных картин с разре-

шением на уровне 25–50 нм обладают методы реконструкции изображений нанообъектов по спектрам дифракции в фурье-пространстве [45].

Составные преломляющие линзы, имеющие аксиально симметричный параболический профиль [20], позволили передать неискаженные теневые изображения простейших тест-объектов. В дальнейшем высокое качество указанных линз оказалось определяющим для развития методов получения фурье-изображений искусственных периодических структур, таких как фотонные кристаллы. Фотонные кристаллы, представляющие собой двух- или трехмерные периодические структуры, приобретают необычные оптические свойства в диапазоне длин волн, близком к периоду данной структуры [152, 153], где наблюдается энергетическая щель в оптических спектрах. Особенно интересны и перспективны с точки зрения применений в оптоэлектронике фотонные кристаллы, сформированные из кремния на основе современных технологий [154–156]. Необходимость контролировать качество фотонных кристаллов, отражающееся на их основных свойствах [63], обуславливает значение рентгеновских методов исследования их совершенства.

Преломляющие рентгеновские линзы могут быть использованы, как это показал теоретический анализ [105–109], в качестве инструмента для создания дифракционной картины с высоким угловым разрешением, позволяющим исследовать дальний порядок в периодических структурах. Отмеченные свойства соответствуют использованию линз в оптике, где также получают фурье-изображение объекта в задней фокальной плоскости. Заметим, что в данном случае линзы обоих типов создают интегральную (усредненную) по площади объекта картину, в отличие от локальных исследований в сфокусированных пучках, где изучаемая область ограничена.

Анализ периодических структур фотонных кристаллов был проведен [157] на линии ID18 синхротронного источника ESRF (Гренобль, Франция). Таким объектом в [157] служил фотонный кристалл (рис. 17), представлявший собой гексагональную сетку пор, вытравленных в кристалле кремния толщиной 150 мкм. Поры имели форму квадрата со стороной 2 мкм, длина векторов трансляции гексагональной сетки составляла 4,2 мкм. Указанный объект располагался непосредственно на выходе составной параболической линзы из алюминия, дифракционная картина была зарегистрирована при расположении двумерного детектора в задней плоскости линзы на расстоянии 1314 мм от нее с помощью высокоразрешающей ПЗС камеры.

Наблюдавшаяся дифракционная картина (рис. 17б) представляла собой набор пятен, расположенных в узлах обратной решетки с гексагональной симметрией. Были зарегистрированы 12 дифракционных порядков с областью когерентности, показанной на рис. 17а. Расстояния между ближайшими рефлексами пропорциональны длине минимального вектора обратной решетки (обратно пропорциональны периоду). Размеры отдельных пятен, их структура — структура узла обратной решетки — несут информацию о совершенстве фотонного кристалла. Инструментальная погрешность как вклад схемы измерения, измеряемая по дифракционной картине, задается угловым размером источника и волновым вектором падающей волны, что оценивается величиной $\Delta k = 1,42 \times 10^{-4} \text{ нм}^{-1}$. Приведенные характеристики

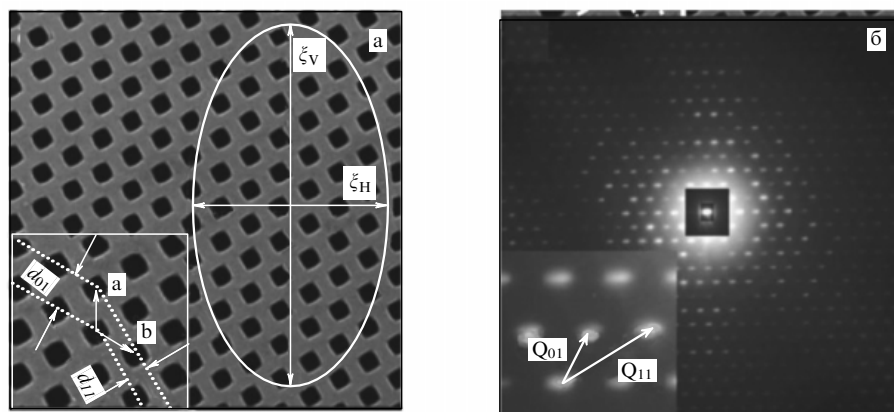


Рис. 17. Рентгеновская дифракция на фотонном кристалле, полученная с помощью преломляющей линзы [157]: (а) изображение участка фотонного кристалла в РЭМ (на вставке: векторы трансляций элементарной ячейки фотонного кристалла $a = b = 4,2$ мкм, штриховыми линиями показаны расстояния между рядами d_{01} и d_{11}). Выделенная зона соответствует области когерентного освещения данного участка, задаваемая длинами пространственной когерентности в горизонтальном ξ_H и вертикальном ξ_V направлениях; (б) дифракционная картина, зарегистрированная в задней фокальной плоскости линзы на энергии 28 кэВ. На вставке: векторы обратной решетки для двух главных рефлексов. (Снимок предоставил М. Дракопулос.)

дифракционной картины, получаемой с помощью рентгеновской преломляющей линзы, указывают на высокую точность определения периода для фотонного кристалла $\Delta d/d \approx 4 \times 10^{-3}$, что близко к значениям, обеспечиваемым методами рентгеноструктурного анализа при измерениях на реальных кристаллах.

Необходимо отметить, что описываемый метод [157] позволяет найти интегральные характеристики исследуемого объекта и применим для достаточно совершенного фотонного кристалла. Вариации периода сетки пор приводят к размытию картины дифракции и соответственному снижению точности в определении периодов.

Укажем также, что для изучения двумерно периодической структуры фотонных кристаллов представляет определенный интерес использование эффекта саморепродукции периодических структур (эффект Тальбота), наблюдения которого на двумерной матрице короткофокусных линз были проведены нами ранее [61, 62].

8. Заключение

Рентгеновская оптика преломления, возникшая около 10 лет назад, превратилась в самостоятельную ветвь современной оптики, базируясь на прочном фундаменте теоретических исследований и экспериментальных разработок. Следует заметить, что ее развитие проходило в конкурентно остром соревновании с другими типами фокусирующей оптики. Преломляющие оптические элементы и устройства характеризуются новым сочетанием свойств и характеристик, что позволяет им выполнять более широкий набор функций по сравнению с другими рентгенооптическими элементами. Так, по-видимому, предпочтительно использование рентгеновских составных линз для элементного и структурного анализа тонких пленок и композиций на их основе, анализа скрытых слоев, а также в исследованиях синтезированных периодических структур, таких как фотонные кристаллы и др. Применения преломляющих линз (как и других элементов рентгеновской оптики) для передачи и преобразования рентгеновских изображений опираются на методы рентгеновской томографии.

Новой возможной сферой приложения элементов преломляющей оптики может стать рентгеновская астрономия. Диапазон жесткого рентгеновского излучения рассматривается потенциально многообещающим для прогресса в понимании ряда проблем астрофизики. Сведения о глубоком зондировании Вселенной в данной области спектра в настоящее время практически отсутствуют из-за высоких требований к чувствительности телескопа и его угловому разрешению. Другими требованиями к телескопу являются очень широкая полоса регистрируемых энергий излучения (вплоть до 600 кэВ и больших), большое поле зрения в десятки угловых градусов. Как показывает проведенный анализ публикаций [158–169], преломляющие элементы обеспечивают ряд преимуществ перед элементами отражательной и зонной оптики при создании телескопа в области высоких энергий. Здесь могут быть указаны возможности создания фокусирующих приборов с большими фокусными расстояниями. В то же время преломляющие элементы позволяют существенно понизить уровень требований для их изготовления по сравнению с элементами отражательной и зонной оптики, обеспечивают работоспособность в экстремальных условиях на борту космического аппарата.

Результаты проведенных исследований физических основ и принципов создания преломляющих линз уже нашли достаточно широкое применение. Дальнейший прогресс в этом направлении обусловлен поиском новых конструкций элементов и технологий их формирования, созданием комбинированных и многокомпонентных систем.

Авторы выражают признательность В.Г. Кону за полезные замечания. Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-12064.

9. Список обозначений

A — апертура фокусирующего элемента (линзы)
 A_{eff} — эффективная апертура фокусирующего элемента (линзы) с учетом поглощения
 A_{max} — максимальная апертура фокусирующего элемента (линзы)

A_{opt} — оптимальная апертура фокусирующего элемента (линзы)
 a — расстояние источник — линза
 B — расстояние до плоскости регистрации, измеряемое по оптической оси
 b — расстояние линза — изображение
 D — оптическая сила набора линз
 D_{Cl} — длина основания единичных призм вдоль оптической оси
 d — межплоскостное расстояние
 Δd — изменение межплоскостного расстояния
 E — энергия излучения
 F — фокусное расстояние единичной линзы
 F_0 — фокусное расстояние набора единичных линз
 G — коэффициент (фактор) усиления интенсивности в фокальном пятне
 g — ускорение свободного падения ($9,81 \text{ м с}^{-2}$)
 H — глубина профиля планарного фокусирующего элемента (линзы)
 I — интенсивность излучения
 I_0 — интенсивность излучения в падающем пучке
 ΔI — изменение интенсивности излучения
 K — волновой вектор пространственных частот
 K_0 — основной волновой вектор набора пространственных частот
 K_m — волновой вектор набора пространственных частот
 k — волновой вектор волны излучения
 L — длина набора единичных линз, измеряемая по оптической оси
 L_π — длина сдвига фазы волны на π
 l — разность оптических путей между параболой и аппроксимирующим отрезком
 M — четное число изменения фазы на сегменте параболы линзы
 m_{Cl} — номер ряда единичных призм
 N — число призм
 N_0 — характеристическое число
 n — показатель преломления
 p — кратность набора единичных линз
 q — фактор масштабного сокращения в наборе единичных линз
 q_0 — оптимальное значение фактора масштабного сокращения
 R — радиус кривизны параболы при вершине
 R_0 — начальный радиус кривизны в наборе единичных линз
 R_e — эквивалентный радиус кривизны в мультипризменном элементе
 r — радиальная координата
 s — размер источника
 T — интегральное пропускание фокусирующего элемента (линзы)
 T_c — температура точки фазового перехода
 U — операция перестановки элементов в составной линзе
 W — радиус изгиба набора линз
 x, y — декартовы координаты
 $Y(x)$ — форма преломляющего профиля
 ΔY — среднеквадратичное отклонение профиля от идеального
 ΔY_{Cl} — высота треугольника в единичной призме
 Y_{Cl} — положение вершин единичных призм в профиле "клепсидра"
 y_g — положение вершин призм в пилообразном профиле
 Δy — случайные отклонения преломляющего профиля

Z — атомный номер химического элемента
 Z_{eff} — эффективный атомный номер химического соединения
 α — угол при вершине призмы
 β — мнимая часть показателя преломления
 γ — угол расходимости пучка на выходе фокусирующего элемента (линзы)
 Δ — шаг аппроксимации параболы
 δ — декремент (действительная часть) показателя преломления
 ε — угол поворота пучка после прохождения преломляющего профиля (призмы)
 λ — длина волны излучения
 μ — коэффициент линейного поглощения
 σ_F — дифракционный предел линзы
 Θ — угол в спектре отражения (дифракции)
 θ — угол наклона оснований призм к оптической оси
 $\Delta\Phi$ — максимальная величина разности фаз волны
 Φ_m — фазовый множитель
 ϕ — фаза волны на выходе линзы
 Ω — угловая частота вращения
 ω — угловой размер источника излучения

Список литературы

1. Roentgen W K *Nature* **53** 274 (1896)
2. Born M, Wolf E W *Principles of Optics* 7th ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999)
3. Блохин М А *Физика рентгеновских лучей* (М.: ГИТТЛ, 1953)
4. Аристов В В *Вестник РАН* **72** 963 (2002)
5. von Laue M *Ann. Phys.* (Leipzig) **41** 248 (1913)
6. Compton A H *Philos. Mag.* **45** 1121 (1923)
7. Tolfree D W L *Rep. Prog. Phys.* **61** 313 (1998)
8. What is a Synchrotron? <http://www.esrf.eu/AboutUs/AboutSynchrotron>
9. The European X-Ray Laser Project XFEL, <http://xfel.desy.de>
10. Виноградов А В и др. *Зеркальная рентгеновская оптика* (Под общ. ред. А В Виноградова) (Л.: Машиностроение, 1989)
11. Дабагов С В *УФН* **173** 1083 (2003) [*Phys. Usp.* **46** 1053 (2003)]
12. Michette A G *Optical Systems for Soft X Rays* (New York: Plenum Press, 1986) [Мишкетт А *Оптика мягкого рентгеновского излучения* (М.: Мир, 1989)]
13. Бибишкин М С и др., в сб. *Рентгеновская оптика-2004: Материалы совещ.*, Нижний Новгород, 2–6 мая 2004 г. (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2004) с. 198
14. Гапонов С В и др., в сб. *Нанопластика и наноэлектроника: IX Междунар. симпозиум, 25–29 марта 2005 г.*, Нижний Новгород Т. 2 (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2005) с. 44
15. Erko A I, Aristov V V, Vidal B *Diffraction X-ray Optics* (Bristol: IOP Publ., 1996)
16. Dhez P et al. *Rev. Sci. Instrum.* **70** 1907 (1999)
17. Щелоков И А и др. *Изв. РАН, Сер. Физ.* **68** 514 (2004) [*Bull. Russ. Acad. Sci., Phys.* **68** 582 (2004)]
18. Firsov A A et al. *Opt. Commun.* **202** 55 (2002)
19. Snigirev A et al. *Nature* **384** 49 (1996)
20. Lengeler B et al. *J. Synchrotron Rad.* **9** 119 (2002)
21. Кон В Г *Письма в ЖЭТФ* **76** 701 (2002) [Kohn V G *JETP Lett.* **76** 600 (2002)]
22. Protopopov V V *Opt. Commun.* **172** 113 (1999)
23. Aristov V et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 4058 (2000)
24. Shabel'nikov L et al. *Proc. SPIE* **4783** 176 (2002)
25. Nöhammer B et al. *Microelectronic Eng.* **67–68** 453 (2003)
26. Nöhammer B et al. *J. Synchrotron Rad.* **10** 168 (2003)
27. Evans-Lutterodt K et al. *Opt. Express* **11** 919 (2003)
28. Stein A, Evans-Lutterodt K, Taylor A *Proc. SPIE* **6002** 202 (2005)
29. Lang A R, Makepeace A P W *J. Synchrotron Rad.* **6** 59 (1999)
30. Jark W et al. *J. Synchrotron Rad.* **11** 248 (2004)
31. Jark W, Pérennès F, Matteucci M *J. Synchrotron Rad.* **13** 239 (2006)
32. Di Fonzo S et al. *Nature* **403** 638 (2000)
33. Pelliccia D et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** A213 (2005)

34. Бушуев В А, Рошупкина О Д, в сб. *Нанотехнологии и нанотехнология: XI Междунар. симпозиум, 10–14 марта 2007 г., Нижний Новгород* Т. 1 (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2007) с. 111
35. Egorov V K, Egorov E V *Appl. Surf. Sci.* **253** 138 (2006)
36. Zwannenburg M J et al. *Rew. Sci. Instrum.* **71** 1723 (2000)
37. Pfeiffer F et al. *Science* **297** 230 (2002)
38. Аристов В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **28** 6 (1978) [*Aristov V V et al. JETP Lett.* **28** 4 (1978)]
39. Инденбом В Л, Слободетский И Ш, Труни К Г *ЖЭТФ* **66** 1110 (1974) [*Indenbom V L, Slobodetskii I Sh, Truni K G Sov. Phys. JETP* **39** 542 (1974)]
40. Yang B X *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **328** 578 (1993)
41. Mocuta C et al. *Science* **308** 1287 (2005)
42. Engemann S et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 25701 (2004)
43. Kuyumchyan A et al. *Proc. SPIE* **4783** 92 (2002)
44. Michette A G et al. *Opt. Commun.* **245** 249 (2005)
45. Darahanau A V et al. *Phys. Lett. A* **335** 494 (2005)
46. Cederström B et al. *Nature* **404** 951 (2000)
47. Аристов В В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 7 (1999)
48. Старков В В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 146 (1999)
49. Шабельников Л Г, в сб. *Нанотехнологии и нанотехнология: X Междунар. симпозиум, 13–17 марта 2006 г., Нижний Новгород* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2006) с. 404
50. Snigirev A A et al. *Proc. SPIE* **3151** 164 (1997)
51. Elleaume P *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **412** 483 (1998)
52. Снигирев А и др. в сб. *Рентгеновская оптика-2004: Материалы совещ., Нижний Новгород, 2–6 мая 2004 г.* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2004) с. 62
53. Аристов В В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 77 (2000)
54. Ахсаханян А А и др., в сб. *Нанотехнологии и нанотехнология: IX Междунар. симпозиум, 25–29 марта 2005 г., Нижний Новгород* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2005) с. 518
55. Härtwig J et al., in Coll. Abstracts of 8th Biennial Conf. on High Resolution X-Ray Diffraction and Imaging (XTOP-2006), Germany, 19–22 September 2006, TO4-2
56. Hosowska J et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** A47 (2001)
57. Tamasaku K et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** A61 (2005)
58. Борздов Ю М и др. *Докл. РАН* **374** 91 (2000) [*Borzdov Yu M et al. Dokl. Earth Sci.* **374** 1113 (2000)]
59. Snigirev A A et al. *Proc. SPIE* **4783** 1 (2002)
60. Aristov V V et al. *Opt. Commun.* **161** 203 (1999)
61. Аристов В В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 71 (2000)
62. Аристов В В и др. *Микросистемная техника* (8) 39 (2001)
63. Барабаненков М Ю, Старков В В, Шабельников Л Г *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (2) 64 (2006)
64. Aristov V M et al. *Opt. Commun.* **177** 33 (2000)
65. Аристов В В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 13 (2001)
66. Aristov V V et al. *Proc. SPIE* **4145** 285 (2001)
67. Snigireva I et al. *Proc. SPIE* **5195** 32 (2003)
68. Drakopoulos M et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 2279 (2002)
69. Shabel'nikov L G et al. *J. Phys. IV (France)* **104** 227 (2003)
70. Zhang Y et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** L75 (2001)
71. Schroer C G et al. *Proc. SPIE* **5539** 10 (2004)
72. Schroer C G et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 124103 (2005)
73. Artemiev A N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **543** 322 (2005)
74. Артемьев А Н и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (2) 110 (2006)
75. Artemiev A N et al. *Proc. SPIE* **5539** 208 (2004)
76. Artemiev A N et al. *Crystallogr. Rep.* **49** (Suppl.) S166 (2004)
77. Потловский К Г и др. *Изв. РАН, Сер. физ.* **68** (4) 477 (2004) [*Potlovskii K G et al. Bull. Russ. Acad. Sci., Phys.* **68** 539 (2004)]
78. Tomie T, Japan Patent No. 6-045288(1994); USA Patent No. 5,594,773 (1997)
79. Протопопов В В и др. "Исследование возможности создания составной рентгеновской линзы", Препринт № 20 (СПб.: ФТИ РАН, 1997)
80. Snigirev A A et al. *Proc. SPIE* **3151** 164 (1997)
81. Elleaume P *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **412** 483 (1998)
82. Elleaume P *J. Synchrotron Rad.* **5** 1 (1998)
83. Snigirev A et al. *Appl. Opt.* **37** 653 (1998)
84. Baron A Q R et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 1492 (1999)
85. Cremer J T et al. *Rev. Sci. Instrum.* **70** 3545 (1999)
86. Nygren D R et al., USA Patent No. 6,091,798 (1999)
87. Lengeler B et al. *J. Synchrotron Rad.* **6** 1153 (1999)
88. Lengeler B et al. *J. Appl. Phys.* **84** 5855 (1998)
89. Castelnaou O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **467–468** 1245 (2001)
90. Lengeler B et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 3924 (1999)
91. Baron A Q R et al. *J. Synchrotron Rad.* **6** 953 (1999)
92. Kohmura Y et al. *Rev. Sci. Instrum.* **70** 4161 (1999)
93. Dudchik Yu I, Kolchevsky N N *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **421** 361 (1999)
94. Aristov V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **470** 131 (2001)
95. Grigoriev M et al. *Proc. SPIE* **4501** 185 (2001)
96. Nazmov V et al. *Galvanotechnik (Mikrosystemtechnik)* **4** 964 (2006)
97. Nazmov V et al., in *Digest Report XVI Intern. Synchrotron Radiation Conf. (SR2006)* p. 135
98. Snigireva I A et al. *Proc. SPIE* **5539** 20 (2004)
99. Кулумчян А В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (2) 29 (2006)
100. Shastri S D et al. *Opt. Commun.* **197** 9 (2001)
101. Snigirev A et al., in Coll. Abstracts of 8th Biennial Conf. on High Resolution X-Ray Diffraction and Imaging (XTOP-2006), Germany 19–22 September 2006, p. 200
102. Григорьев М В и др., в сб. *Нанотехнологии и нанотехнология: XI Междунар. симпозиум 10–14 марта 2007, Нижний Новгород* Т. 2 (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2007) с. 339
103. Snigirev A A et al. *Proc. SPIE* **4783** 1 (2002)
104. Protopopov V V, Valiev K A *Opt. Commun.* **151** 297 (1998)
105. Kohn V, Snigireva I, Snigirev A *Opt. Commun.* **216** 247 (2003)
106. Кон В Г *ЖЭТФ* **124** 224 (2003) [*Kohn V G JETP* **97** 204 (2003)]
107. Kohn V et al. *J. Phys. IV (France)* **104** 217 (2003)
108. Kohn V G, Snigireva I, Snigirev A *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 33 (2003)
109. Кон В Г *Изв. РАН, Сер. физ.* **68** 468 (2004) [*Kohn V G Bull. Russ. Acad. Sci., Phys.* **68** 529 (2004)]
110. Snigireva I A, Kohn V G, Snigirev A A *Proc. SPIE* **5539** 218 (2004)
111. Кон В Г *Кристаллография* **51** 605 (2006) [*Kohn V G Crystallogr. Rep.* **51** 564 (2006)]
112. Шабельников Л Г "Способ изготовления рентгеновских преломляющих линз с профилем вращения", Патент РФ, рег. 280204 опубл. 20.04.2007 г., приоритет от 10.10. 2003 г.
113. Шабельников Л Г, Фельдман Э В, Рудацев М Г *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 46 (2002)
114. Аристов В В и др. "Способ изготовления рентгеновских преломляющих линз", Патент РФ 2298852 опубл. 10.05.2007, приоритет от 14.10.2005
115. Snigireva I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **467–468** 982 (2001)
116. Snigireva I et al. *Proc. SPIE* **4499** 64 (2001)
117. Шабельников Л Г, Аристов В В, в сб. *Нанотехнологии и нанотехнология: X Междунар. симпозиум, 13–17 марта 2006 г., Нижний Новгород* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2006) с. 406
118. Аристов В В, Шабельников Л Г *Дефектоскопия* (8) 60 (1988)
119. Аристов В В, Чуковский Ф Н, Шабельников Л Г *Кристаллография* **34** (6) 1365 (1989) [*Aristov V V, Chukhovskii F N, Shabel'nikov L G Sov. Phys. Crystallogr.* **34** 822 (1989)]
120. Nazmov V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **217** 409 (2004)
121. Назмов В П и др. *Изв. РАН, Сер. физ.* **68** 482 (2004) [*Naz'mov V P et al. Bull. Russ. Acad. Sci., Phys.* **68** 544 (2004)]
122. Шабельников Л Г, in *Digest Report XVI Intern. Synchrotron Radiation Conf. (SR2006)*, p. 129
123. Аристов В В и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 89 (2001)
124. Cavalleri A et al. *Opt. Photon. News* (5) 29 (2001)

125. Турьянский А Г, Пиршин И В, в сб. *Рентгеновская оптика-2004: Материалы совеща., 2–6 мая, 2004 г., Нижний Новгород* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2004) с. 237
126. Snigireva I, Kohn V, Snigirev A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **467**–468 925 (2001)
127. Шабельников Л Г и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 41 (2002)
128. Шабельников Л Г и др., в сб. *Рентгеновская оптика-2002: Материалы нац. совеща., 18–21 марта 2002 г., Нижний Новгород* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2002) с. 80
129. Shabel'nikov L et al. *Proc. SPIE* **4783** 55 (2002)
130. Arms D A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **73** 1492 (2002)
131. Cremer J T et al. *Rev. Sci. Instrum.* **74** 2262 (2003)
132. Dufresne E M et al. *Appl. Phys. Lett.* **79** 4085 (2001)
133. Jark W et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 1192 (2001)
134. Bongaerts J H H et al. *J. Synchrotron Rad.* **9** 383 (2002)
135. The HORIBA X-Ray guide tube technology, http://www.jobinyvon.com/usadivisions/XRay/xgt5000_probe.htm
136. UNISANTTS®, <http://www.unisantts.com/>
137. Simionovici A S et al. *Proc. SPIE* **5535** 232 (2004)
138. Bleuet P et al., in Coll. abstracts of *8th Biennial Conf. on High Resolution X-Ray Diffraction and Imaging (XTOP-2006)*, Germany 19–22 September 2006, TO8-1
139. Simionovici A et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **47** 2736 (2000)
140. Чукалина М В и др., в сб. *Нанотехнология и нанотехнология: X Междунар. симпозиум, 13–17 марта 2006 г., Нижний Новгород* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур, 2006) с. 412
141. Chumakov A I et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 31 (2000)
142. Chumakov A I et al. *Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. исслед.* (1) 38 (2001)
143. Ungár T et al. *Acta Mater.* **55** 1117 (2007)
144. Drakopoulos M et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** A214 (2003)
145. Schmahl G, Rudolph D (Eds) *X-Ray Microscopy: Proc. of the Intern. Symp., Göttingen, FRG, September 14–16, 1983* (Berlin: Springer-Verlag, 1984) [*Рентгеновская оптика и микроскопия* (Под ред. Г Шмала, Д Рудольфа) (М.: Мир, 1987)]
146. Артюков И А и др., в сб. *Рентгеновская оптика-2004: Материалы совеща., 2–6 мая, 2004 г., Нижний Новгород* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2004) с. 98
147. Тихонов А Н, Арсенин В Я, Тимонов А А *Математические задачи компьютерной томографии* (М.: Наука, 1987)
148. Natterer F *The Mathematics of Computerized Tomography* (Chichester: Wiley, 1986) [Наттерер Ф *Математические аспекты компьютерной томографии* (М.: Мир, 1990)]
149. Reznikova E et al., in Coll. Abstracts of *8th Biennial Conf. on High Resolution X-Ray Diffraction and Imaging (XTOP-2006)*, Germany 19–22 September 2006, p. 198
150. Андреев А В и др., в сб. *Труды XVI Междунар. конф. по использованию синхротронного излучения, СИ-2006, 10–15 июля 2006 г., Новосибирск, Россия* (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2006) с. 132
151. SKYSCAN, <http://www.skyscan.be>
152. Birner A et al. *Adv. Mater.* **13** 377 (2001)
153. Benisty H et al. *Appl. Surf. Sci.* **164** 205 (2000)
154. Аристов В В и др. *Микросистемная техника* (9) 37 (2001)
155. Starkov V V *Laser Phys.* **14** 664 (2004)
156. Starkov V V *Phys. Status Solidi A* **197** 22 (2003)
157. Drakopoulos M et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 014102 (2005)
158. Malaguti G et al. *Proc. SPIE* **5900** 159 (2005)
159. Vadawale S V et al. *Proc. SPIE* **5900** 338 (2005)
160. Gubarev M, Chery A, Brian R *Proc. SPIE* **5900** 232 (2005)
161. Kitamoto S *Proc. SPIE* **5900** 377 (2005)
162. Tsunemi H et al. *Proc. SPIE* **5900** 184 (2005)
163. Shibata R et al. *Proc. SPIE* **5900** 205 (2005)
164. Koglin J E et al. *Proc. SPIE* **5900** 266 (2005)
165. Gorenstein P, Phillips J D, Reasenberg R D *Proc. SPIE* **5900** 369 (2005)
166. Squillante M R et al. *Proc. SPIE* **5923** 188 (2005)
167. Reid P B, Glenn P, Bookbinder J *Proc. SPIE* **5900** 137 (2005)
168. Arenberg J W, Lay C, Lo A *Proc. SPIE* **5900** 405 (2005)

Recent advances in X-ray refractive optics

V.V. Aristov, L.G. Shabelnikov

*Institute of Microelectronics Technology
and High Purity Materials, Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation
Tel. (7-495) 962-80 71, (7-496) 524-40 81
E-mail: aristov@ipmt-hpm.ac.ru, lgs@ipmt-hpm.ac.ru*

As a result of intensive development work — carried out in large part by Russian scientists — X-ray refractive optics has now become one of the most rapidly progressing fields in modern physical optics. This review examines the features and properties of refractive devices and discusses the concept of a planar lens of silicon or other materials. Refractive lens applications such as X-ray image conversion, photon crystal research and the focusing of high energy X-ray telescopes are discussed.

PACS numbers: **41.50. + h**, **87.59. – e**, **87.64.Bx**

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200801c.0061

Bibliography — 168 references

Received 23 July 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (1) 61 – 83 (2008)

Physics – Uspekhi **51** (1) (2008)