

Адаптивная и активная рентгеновская оптика

© В.В. Лидер

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН,
119333 Москва, Россия
e-mail: vallider@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.01.2022 г.

В окончательной редакции 03.06.2022 г.

Принята к публикации 03.06.2022 г.

Описаны принципы работы и возможности рентгеновской адаптивной и активной оптики. Рассмотрены основные исполнительные механизмы изгиба зеркал полного внешнего отражения, используемых на источниках синхротронного излучения и в рентгеновских телескопах. Особое внимание уделено метрологии волнового фронта с использованием датчиков Шака–Гартмана, а также датчиков на основе решетчатых интерферометров, рентгеновских спеклов и птихографии.

Ключевые слова: рентгеновские лучи, адаптивная оптика, активная оптика, биморфное зеркало, волновой фронт, метрология.

DOI: 10.21883/OS.2022.08.52910.65-21

1. Введение

Активная и адаптивная оптика используется несколько десятилетий в многих научных дисциплинах, в том числе в астрономии, лазерной физике, рентгеновской микроскопии и рентгеновской дифрактометрии. Активная и адаптивная оптика дополняют друг друга: их объединяет общая идея — устранение нерегулярных искажений, возникающих при распространении излучения в неоднородной среде с помощью управляемых оптических элементов. В отличие от пассивной оптики с фиксированными предварительно отполированными профилями поверхности активная и адаптивная оптика может быть деформирована для соответствия различным экспериментальным задачам. С семантической точки зрения использование этих терминов несколько произвольно и привело и до сих пор ведет к некоторой путанице.

Концепция адаптивной оптики была впервые введена Х.В. Бэбкоком [1] и В.П. Линником [2] в связи с проблемой улучшения качества изображений небесных объектов, получаемых телескопами земного базирования. Применительно к телескопам наземного базирования было предложено [3] использовать термин „адаптивный“ для описания коррекции искажения волнового фронта атмосферной турбулентностью и термин „активный“ для описания способов управления искажениями волнового фронта, вызванными механическими, тепловыми и оптическими эффектами в самом телескопе [4].

Однако рентгеновский телескоп (как и другие рентгеновские приборы) не сталкивается с проблемой атмосферной турбулентности. Поэтому здесь мы будем понимать под адаптивной оптикой, компенсирующую искажения волнового фронта, создаваемые нисходящей (предварительной) и восходящей оптикой (например, зеркала, монохроматоры, щели и диафрагмы в случае экспериментальных станций на пучке синхротронного

излучения (СИ)). Оптику, исправляющую искажения волнового фронта, вызванные, например, дефектами формы отражающей поверхности зеркала, будем называть активной.

Изменение фазы $\Delta\varphi$ при отражении от выступа на поверхности зеркала высотой h составляет [5]

$$\Delta\varphi = (4\pi h/\lambda) \sin \theta, \quad (1)$$

где θ — угол скольжения, λ — длина волны излучения. Следовательно, дефекты рентгенооптических элементов можно анализировать по их влиянию на волновой фронт излучения. Поэтому в обзоре будут рассмотрены не только особенности рентгеновской адаптивной и активной оптики, но также уделено внимание метрологии *in situ* (на месте) для определения характеристик и оптимизации оптических элементов.

2. Исполнительные механизмы

Рентгеновский микропучок — это эффективный инструмент характеристики вещества с широкими возможностями использования: от материаловедения и биомедицины до науки об окружающей среде и астрофизики [6]. Любой вид фокусировки при отражении рентгеновских лучей (РЛ) можно осуществить лишь с помощью изогнутой отражающей поверхности. Система фокусировки с использованием зеркал полного внешнего отражения — это один из наиболее перспективных методов получения наносфокусированного рентгеновского излучения благодаря высокой эффективности и регулируемости по энергии фокусировке.

Так как оптика полного внешнего отражения является ахроматической в большом диапазоне энергий и сохраняет отражательную способность, близкую к единице, ее следует признать наиболее перспективным способом фокусировки РЛ при условии малости скользящего угла θ

($\theta \leq \theta_c$). Величина критического угла θ_c (mrad) дается приближенной формулой

$$\theta_c = (2\delta)^{1/2} \approx 2.34\lambda(Z\rho/A)^{1/2}, \quad (2)$$

где δ — декремент коэффициента преломления n ($n = 1 - \delta$), ρ (g/cm³) — плотность материала, Z и A — соответственно его атомное число и вес, λ (Å) — длина волны РЛ.

Высококачественная оптическая поверхность и хорошие характеристики изгиба необходимы для обеспечения точной фокусировки рентгеновского пучка. Высококачественная оптическая поверхность может быть получена с помощью методов полировки, таких как полировка ионным пучком [7] и упруго-эмиссионная обработка (ЕЕМ) [8]. Необходимые хорошие характеристики изгиба может обеспечить активная и адаптивная оптика. Основными механизмами изгиба следует считать механический, электростатический, пьезоэлектрический, электромагнитный, тепловой. У каждого из них есть свои преимущества и ограничения [9].

2.1. Механические изгибные устройства

Принцип конструкции, лежащий в основе изгибной оптики, основан на простой теории упругости балок. Хорошо известно, что плоскую балку равномерного поперечного сечения можно изогнуть приложением двух независимых изгибающих моментов к ее концам. Обычно, чтобы избежать или минимизировать aberrации, используется эллиптическая или эллипсоидальная поверхность зеркала или ее близкое приближение. Для требуемого асферического (эллиптического) профиля радиус кривизны $R(x)$ изогнутого зеркала меняется по длине зеркала в зависимости от координаты x . Используя теорию механической балки, локальную кривизну $1/R(x)$ можно рассчитать следующим образом [10,11]:

$$1/R(x) = \partial^2 u / \partial x^2 = M(x) / EI(x), \quad (3)$$

$$I(x) = W(x)t^3(x) / 12, \quad (4)$$

где u — вертикальное смещение зеркала, x — координата точки зеркала, $M(x)$ — локальные изгибающие моменты, E и $I(x)$ — соответственно модуль упругости и локальный момент инерции зеркала, $W(x)$ и $t(x)$ — его локальная ширина и толщина соответственно. Для прямоугольной призмы $I(x)$ является постоянным. Для получения формы эллиптического цилиндра обычным является использование трапецевидного профиля, т.е. линейного изменения ширины подложки $W(x)$ вдоль зеркала. Для исправления погрешностей формы следует использовать профили более сложной ширины (квадратичные и выше) [12]. Для простоты изготовления толщина подложки $t(x)$ остается постоянной по длине зеркала. Этот аналитический подход справедлив, если предположить, что к зеркалу приложены только изгибающие моменты. Использование итерационной процедуры моделирования [13] позволяет оптимизировать профиль ширины зеркала для конкретной оптической конфигурации [14]. Механически изогнутые рентгеновские

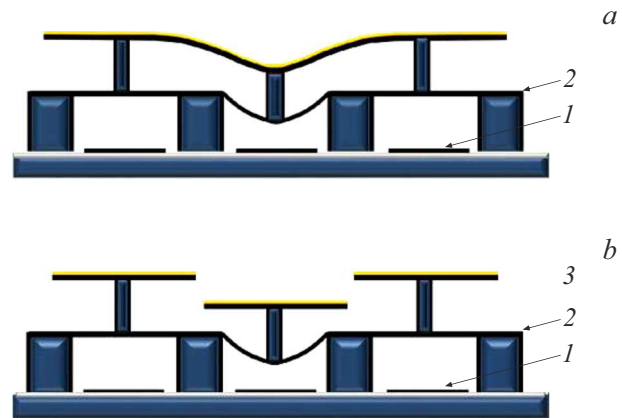


Рис. 1. Конструкция сплошного (а) и сегментированного (б) электростатических приводов: 1 — нижний электрод, 2 — верхний электрод исполнительного механизма, 3 — зеркало.

зеркала успешно используются, в частности, на многих синхротронных экспериментальных станциях [15–18].

Хотя механические изгибные оптические системы успешно фокусируют РЛ до субмикронных размеров, следует отметить, что они имеют некоторые практические ограничения [10]. Во-первых, они чувствительны к регулировке изгибного устройства. Во-вторых, они громоздки. Наконец, на практике механически изогнутые зеркала не могут соответствовать точным формам, обеспечивающим создания фокальных пятен нанометрового размера [19,20].

2.2. Электростатические актюаторы

Электростатические приводы получили более широкое распространение благодаря их высокой совместимости с процессами микротехнологии, низкому энергопотреблению, простой конструкции и малому времени отклика.

Основным принципом электростатического деформируемого зеркала (ДЗ) является использование силы притяжения между двумя параллельными пластинами при приложении разного напряжения к каждой пластине. Электростатический привод может иметь только тянущую (притягивающую) силу. Электростатическая сила, создаваемая приложением напряжения между 1-м слоем (нижний электрод) и 2-м слоем (электрод исполнительного механизма), тянет мембрану исполнительного механизма (рис. 1). В результате лицевая поверхность зеркала (3-й слой) деформируется в соответствии с движением актюатора.

Деформируемые зеркала можно разделить на сегментированные и сплошные (непрерывные) в зависимости от их конструкции. Сегментированные ДЗ (рис. 1, б) состоят из множества компактно расположенных сегментов зеркала, а их движения управляются соответствующими приводами. Таким образом, коррекция искажений формы поверхности зеркала может быть достигнута

за счет индивидуального вклада каждого из его сегментов. Сегментированные ДЗ имеют несколько преимуществ, включая простоту замены сегментов, отсутствие механической перекрестной связи между сегментами зеркала и неограниченную апертуру за счет возможности добавления дополнительных сегментов. Однако неоднородности (промежутки) между сегментами могут нежелательным и неконтролируемым образом рассеивать падающее излучение. Сплошное зеркало (рис. 1, а) создано на основе единого привода с набором исполнительных механизмов. Они дают плавную деформацию, поскольку у них нет пробелов. Однако изготовление длинных деформируемых встроенных пьезозеркал сложно, так как они требуют длинных пьезоэлектрических устройств [21]. Деформируемые зеркала, изготовленные с использованием поликристаллического кремния, чрезвычайно легки и компактны [22], потребляют очень мало энергии и масштабируются до массивов в тысячи исполнительных механизмов [23]. Например, модель ДЗ с массивом исполнительных механизмов 64×64 способна создавать ход $3.5 \mu\text{m}$ с шагом исполнительных элементов $300 \sim 450 \mu\text{m}$ с тонкой кремниевой мембраной [24]. Однако такое ДЗ страдает от высокого рабочего напряжения ($> 200 \text{V}$) при деформации $\sim 5 \mu\text{m}$ из-за небольшой площади поверхности электрода и жесткой зеркальной мембраны. Кроме того, процесс его изготовления осложняется дефектами, присутствующими в материале, которые трудно устранить. Низкая производительность изготовления является серьезной проблемой. Далее, существует хорошо известная нестабильность, вызванная электростатической силой между двумя параллельными пластинами, которая возникает на расстоянии $2/3$ начального зазора. Это явление известно как состояние статического втягивания [25]. Следовательно, зазор между двумя пластинами должен быть достаточно большим, что увеличивает управляющее напряжение [21].

2.3. Пьезоэлектрические актюаторы

Пьезоэлектрический актюатор (пьезоактюатор) — устройство, использующее способность пьезокерамики расширяться под воздействием электростатического поля для генерирования силы и перемещения в микрометровом диапазоне [26]. Пьезоэлектрические приводы используют обратный пьезоэлектрический эффект для преобразования электрической энергии в механическую энергию или механическое движение. Благодаря преимуществам простой конструкции, легкого веса и быстрого отклика пьезоэлектрические приводы используются в микроэлектромеханических системах (МЭМС), микророботах, биоинженерии и медицине, а также в областях управления вибрацией и шумом.

Напряжение, создаваемое в зеркале пьезоэлектрическим слоем, зависит от его модуля Юнга, пьезоэлектрического модуля d_{mn} и приложенного электрического поля. Пьезоактюаторы подразделяются на мономорфные и биморфные. Первые могут быть линейного или

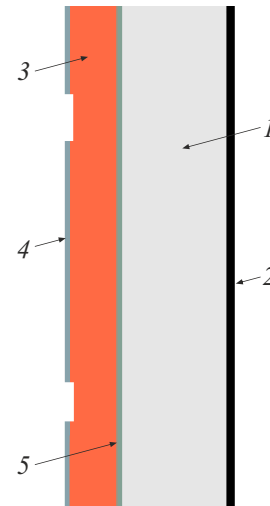


Рис. 2. Конструкция сплошного сдвигового мономорфного зеркала: 1 — подложка зеркала, 2 — отражающий слой, 3 — слой пьезокерамики, 4 — система независимых электродов, 5 — заземленный электрод [27].

сдвигового типа. Линейные пьезоактюаторы воспринимают сигнал, приложенный параллельно направлению поляризации пьезоэлектрического материала и создают усилие и деформацию (d_{33}) в том же направлении. Пьезоактюаторы сдвигового типа воспринимают сигнал, приложенный параллельно направлению поляризации пьезокерамического материала и создает усилие и деформацию (d_{31}) перпендикулярно приложенному напряжению [27].

Конструкция наиболее распространенного сдвигового мономорфного ДЗ (мода d_{31}) представлена на рис. 2. Активный слой пьезокерамики 3 прочно приклеен к подложке зеркала 1. Между подложкой и пьезокерамическим слоем находится заземленный электрод 5, а на внешней поверхности слоя размещен набор электродов 4. Каждый электрод управляется независимо путем подачи электрического напряжения. В результате поперечный пьезоэлектрический эффект вызывает напряжение в пьезокерамике, что приводит к изгибу зеркала.

Существует также интерес к линейным пьезоактюаторам [28–30]. Он объясняется тем, что во многих перовскитных сегнетоэлектрических материалах постоянная d_{33} примерно в два раза больше, чем d_{31} . Но если пьезоактюаторы в режиме d_{31} -моды имеют параллельные пластинчатые электроды, то пьезоактюаторы с модой d_{33} покрыты встречно-штыревыми электродами. Кроме того, устройство в режиме d_{33} имеет относительно сложную конструкцию по сравнению с d_{31} .

Наибольшее распространение в качестве пьезоэлектрика получил керамический перовскитный цирконат титаната свинца $\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$ (ЦТС) благодаря большим d -коэффициентам и относительно низкой цене. Наиболее эффективным является состав с $x \approx 0.52$.

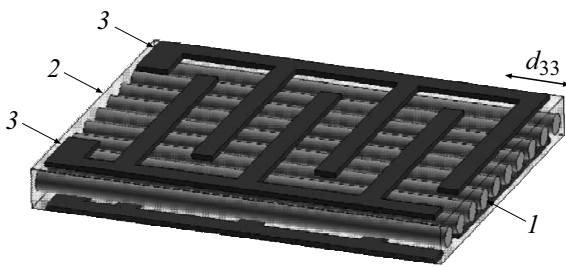


Рис. 3. Конструкция актюатора с использованием волокон микронного размера и встречно-штыревыми поверхностными электродами: 1 — система параллельных пьезоэлектрических волокон, 2 — полимерная матрица, 3 — встречно-штыревые электроды [47].

В отличие от моноформного ДЗ биморфное изгибное устройство состоит из двух пьезоэлектрических тонких пластин с поляризацией, перпендикулярной плоскости интерфейса. Биморф, собранный из двух пластин, направление поляризации которых одинаково, называют параллельным биморфом. Биморф, в котором поляризация пластин имеет противоположное направление, обозначают как последовательный биморф. При подаче напряжения из-за обратного пьезоэффекта один из слоев расширяется, в то время как другой сжимается или остается пассивным, заставляя пьезоактюатор изгибаться [31–37].

Нелинейный гистерезис — одна из неотъемлемых характеристик пьезоэлектрических материалов, которая влияет на работу пьезоактюаторов. Эта характеристика была хорошо изучена, и ее можно компенсировать с помощью операторных или дифференциальных моделей [38]. Еще одна важная характеристика, которую следует учитывать, — это ползучесть [39]. Она вызывает медленный дрейф в процессе эксплуатации актюатора. Гистерезис, как, по-видимому, и ползучесть [40] могут быть ослаблены с помощью обратной модели Прандтля–Ишлинского [41–43]. Также было обнаружено [44], что небольшой дрейф остаточной кривизны, вызванный пьезоэлектрической ползучестью, можно легко свести к минимуму, применяя небольшие динамические импульсы корректирующего напряжения на биморфные электроды.

Природа керамических монокристаллических пьезоэлектрических материалов делает их хрупкими и уязвимыми к случайной поломке во время манипуляций и склеивания, а также во время предполагаемого обслуживания. Кроме того, они плохо прилегают к изогнутым поверхностям. Эти ограничения побудили исследователей разработать альтернативные методы производства пьезокерамик, чтобы сделать их более подходящими для следующего поколения пьезоэлектрических приложений. Для решения проблемы непригодности монокристаллического материала для многих приложений была предложена идея использования композитного материала, состоящего из активной пьезокерамической волокнистой фазы, внедренной в фазу полимерной матрицы. Ти-

пичная конфигурация композита с активными волокнами показана на рис. 3 и включает монослой одноосно ориентированных пьезоэлектрических волокон, встроенных в полимерную матрицу между двумя встречно-штыревыми поверхностными электродами, через которые подается управляющее напряжение. Преимущества конфигурации композита с активными волокнами заключаются в том, что электрическое поле прикладывается в направлении срабатывания и направления волокон, что приводит к тому, что используется больший пьезоэлектрический коэффициент d_{33} . Введение тонкодисперсных волокон, как правило, менее $250\ \mu\text{m}$ диаметром в полимерную матрицу также означает, что композит обладает определенной степенью гибкости и может соответствовать форме неправильных структур [45–47]. Также было высказано предположение, что комбинация встречно-штыревых электродов и керамических волокон обеспечивает повышенную ударную вязкость и устойчивость к повреждениям, поскольку разрушение отдельных волокон не приводит к окончательному выходу из строя композита с активными волокнами.

2.4. Электромагнитные актюаторы

Магнитоактивные материалы представляют собой новую альтернативу электроактивным материалам для создания биморфной деформации зеркала [48–50]. Магнитострикция — распространенное явление, при котором ферромагнитные материалы расширяются или сжимаются в зависимости от наличия магнитного поля.

Магнитный „умный“ материал [51] нанесен на зеркальную подложку и покрыт магнитно-твердым материалом. Магнитная записывающая головка пересекает тыльную поверхность зеркала и локально намагничивает слой, передавая деформацию зеркалу. Из-за твердого магнитного материала локализованное изменение формы ДЗ сохраняется до тех пор, пока активно не размагнитится, как и в случае с магнитным носителем записи. Эти приводы очень надежны, практически не проявляют гистерезиса, старения или ползучести.

2.5. Температурные актюаторы

Одним из возможных вариантов использования адаптивной оптики в синхротронных и, возможно, лабораторных рентгеновских системах является контроль и коррекция деформаций рабочей поверхности оптических элементов из-за тепловой нагрузки пучка, силы тяжести или факторов окружающей среды. Деформации, вызванные термическим воздействием, особенно важны, и очень желательна адаптивная оптическая система, допускающая охлаждение при одновременной динамической коррекции.

Оптические подложки, подвергающиеся воздействию РЛ с высокой тепловой нагрузкой, обычно деформируются в выпуклую форму („горб“). Для отражающей оптики это приводит к увеличению расходимости пучка,

для преломляющей оптики — к потере интенсивности рентгеновского пучка. Следовательно, эти оптические элементы необходимо охлаждать, чтобы отводить тепло, и корректировать их неблагоприятные тепловые деформации [52].

Применяя пространственно-адресный нагрев и (или) охлаждение, можно достичь субнанометрового управления формой поверхности ДЗ для рентгеновского излучения средней и высокой мощности [53]. Например, в работе [54] компенсация неравномерной тепловой нагрузки осуществлялась путем введения внешнего источника пространственно регулируемого электронного нагрева, который уменьшал температурные градиенты, вызывающие искажение формы зеркала. Электронагреватели состояли из ряда ячеек, расположенных по длине зеркала.

3. Адаптивная оптика для лабораторных рентгеновских источников и источников СИ

Характеристики рентгеновского пучка можно значительно улучшить за счет компенсации искажения волнового фронта, возникшего в результате тепловой нагрузки, дрейфа оптической юстировки или вклада предшествующей или последующей оптики. Для коррекции волнового фронта используются различные методы с использованием преломляющей или отражающей оптики. Методы делятся на две общие категории. В первой используется специально разработанная и изготовленная корректирующая оптика для обеспечения статической коррекции. Во второй категории используется деформируемый оптический элемент, который можно динамически адаптировать для обеспечения переменной коррекции.

Методы статической коррекции требуют предварительного измерения волнового фронта или априорного знания его формы [55]. По-видимому, впервые статическая коррекция волнового фронта была использована авторами работы [56] в двухкристальной рентгеновской топографии для исследования однородно изогнутых образцов: во время эксперимента кривизна кристалла-монохроматора адаптировалась к кривизне образца (рис. 4). Как было показано в работах [58,59], статическая коррекция волнового фронта, сформированного первым кристаллом двухкристальной рентгеновской монохроматора, подвергнутого тепловой нагрузке пучка СИ, может быть осуществлена вторым кристаллом-монохроматором.

В работе [60] компенсация aberrаций рентгеновской оптической системы осуществляется соответствующей рентгеновской фазовой пластиной, расположенной за оптической системой. Фазовая пластина работает на прохождении и основана на преломлении РЛ. Следовательно, она в значительной степени нечувствительна к мелким поверхностным неточностям формы в несколько

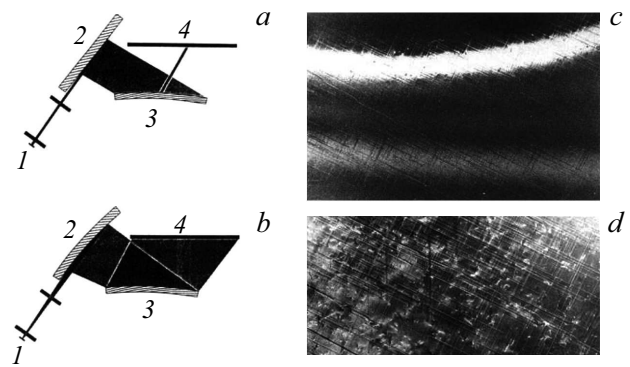


Рис. 4. Схема двухкристального дифрактометра (*a, b*) и рентгеновские топограммы изогнутого кристалла GaAs с гетероэпитаксиальной пленкой (*c, d*): *1* — источник рентгеновского излучения, *2* — асимметричный кристаллический монохроматор, *3* — изогнутый образец, *4* — фотопластика. (*a*) Плоский монохроматор формирует плоский волновой фронт, условие дифракции выполняется только для узкой области изогнутого образца (*c*). (*b*) Кривизна монохроматора адаптирована к кривизне образца, а условие дифракции выполняется на большей части образца (хорошо видна структура дислокаций несоответствия) (*d*) [57].

микрометров. Фазовая пластина может исправлять остаточные aberrации, возникающие из-за поверхностных ошибок отражающей оптики, деформаций в дифракционной оптике и накопленных поверхностных ошибок в больших пакетах преломляющих линз.

Деформируемое зеркало может помочь компенсировать ошибки формы, вносимые конечной фокусирующей оптикой, которая не производится с достаточной степенью точности. Один адаптивный элемент может скорректировать сумму всех этих эффектов без необходимости полного понимания происхождения каждого компонента. В работах [61,62] преломляющая фазовая пластина использовалась для компенсации остаточных ошибок изготовления оптической системы, расположенной за пластиной.

Однако такая корректирующая оптика работает только с оптическим элементом, для которого она была разработана, и, следовательно, имеет ограниченную применимость. В работе [55] описывается новая форма адаптируемой корректирующей оптики, которая позволяет производить динамическую коррекцию волнового фронта. Адаптируемый корректор состоит из пары рефракторов с рассчитанным профилем толщины, так что изменение их положения позволяет точно регулировать коррекцию волнового фронта. Длина пути рентгеновского излучения в каждой структуре имеет форму синусоидального профиля с периодом Λ , но с фазой второй структуры, сдвинутой на $\Lambda/2$ относительно первой, когда дифференциальное поступательное смещение между двумя структурами $\varepsilon = 0$ (рис. 5). Структуры расположены близко друг к другу на небольшом расстоянии перед фокусирующей оптикой и на одной линии с рентгеновским

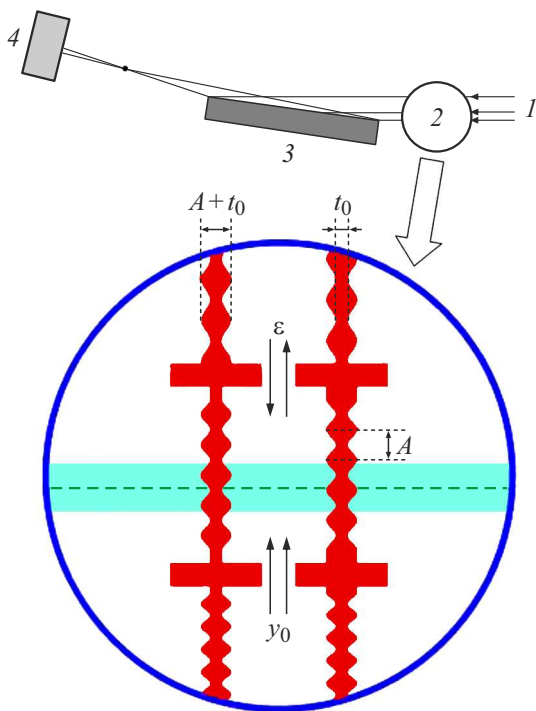


Рис. 5. Схема экспериментальной установки с коррекцией волнового фронта: 1 — рентгеновский пучок с искаженным волновым фронтом, 2 — адаптивная оптика, 3 — фокусирующее зеркало, 4 — детектор. На вставке показан фазовый компенсатор: вертикальные движения y_0 и ϵ изменяют фазу и амплитуду коррекции волнового фронта соответственно [55] (см. текст).

пучком, поэтому длина пути рентгеновского излучения в структурах составляет

$$t(y) = 2A \sin(2\pi\epsilon/\Lambda) \cos((2\pi/\Lambda)(y - y_0)) + 2(A + t_0), \quad (5)$$

где A — амплитуда структуры, t_0 — минимальная толщина структуры, необходимая для усиления и обеспечения стабильности изготовленной конструкции, y_0 — общее поступательное смещение.

Из уравнения (5) следует, что амплитуда косинусного члена может быть изменена от $-2A$ до $+2A$ путем изменения дифференциального смещения ϵ между двумя структурами с $-\Lambda/4$ до $+\Lambda/4$, а фаза может варьировать от $-\pi$ до $+\pi$ путем перемещения обеих структур в одном направлении в диапазоне от $y_0 = -\Lambda/2$ до $y_0 = +\Lambda/2$. Это обеспечивает динамическую коррекцию волнового фронта с синусоидальным профилем и переменной амплитудой и фазой [55].

Авторами работ [63–66] была предложена динамическая адаптивная оптическая система, в которой ДЗ помещается перед фокусирующей оптикой для компенсации созданными ею ошибок волнового фронта (рис. 6). В этой оптической системе угол скользкого падения зеркала-компенсатора должен быть меньше, чем у фокусирующего зеркала. Преимущество этой конструкции в том, что требуемая точность для зеркальной

поверхности компенсатора снижается быстрее, чем у фокусирующего зеркала, пропорционально отношению углов скользкого падения компенсатора и фокусирующего зеркала (формула (1)). Это означает, что менее точное адаптивное зеркало может легко компенсировать искажение волнового фронта, вызванное очень малой погрешностью формы фокусирующего зеркала. Однако в этой адаптивной оптической системе для правильного изгиба компенсирующего зеркала необходима *in situ*-оценка распределения фазовой ошибки.

4. Активная оптика для источников СИ

Каждый канал СИ после секции ондулятора обычно начинается с зеркала, используемого в скользком падении и направляющего пучок РЛ на экспериментальную станцию. Оно будет адсорбировать часть пучка, что вызовет тепловой удар, приводящий к искажению формы его поверхности и волнового фронта. Величина теплового удара будет меняться в зависимости от энергии пучка и угла скользкого падения, поэтому невозможно отрегулировать ситуацию для одного рабочего режима. По этой причине зеркало должно изгибаться и деформироваться контролируемым образом, чтобы исправить деформации, вызванные тепловым ударом. В случае рентгеновской оптики конфигурация скользкого падения означает, что пучок освещает зеркало на очень длинной полосе: одна ось длиннее другой на два или даже три порядка величины. По этой причине корректировки выполняются обычно только в этом направлении.

Переменный след пучка („футпринт“), значительно меньший, чем длина зеркала, вызывает изменение температуры в тангенциальном направлении. Результирующая термическая деформация формы поверхности, которая образуется в результате воздействия пучка, не является цилиндрической, и поэтому ее трудно исправить с помощью механического изгибающего станка [53]. Идея системы охлаждения REAL [53] заключается в том, чтобы компенсировать неравномерную тепловую нагрузку путем введения внешнего источника пространственно регулируемого нагрева, который уменьшит температурные градиенты, вызывающие искажение формы зеркала. Поскольку пучок фотонов может изменяться по интенсивности и расходимости, нагреватели должны обеспечивать регулируемую длину нагрева за счет регулируемой мощности нагрева. Применяя пространственно изменяющийся профиль нагрева, было достигнуто субнанометровое управление формой поверхности для рентгеновского излучения средней и высокой мощности.

В другой разработке держателя зеркала [67] ошибка зеркального отражения сводится к минимуму за счет водяного охлаждения переменной длины. В упрощенном решении используются пять контуров охлаждения вдоль следа пучка. Зеркало охлаждается только с одной стороны. Оно имеет желоб, расположенный в 5 mm от поверхности, в которой находится эвтектика GaIn.

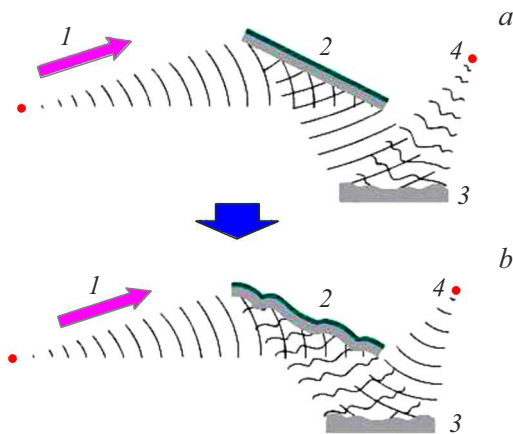


Рис. 6. Концепция адаптивной оптической системы для фокусировки рентгеновского излучения: 1 — направление распространения рентгеновского сферического фронта, 2 — адаптивное зеркало, 3 — фокусирующее зеркало, 4 — фокус. На верхнем рисунке (а) профиль поверхности деформируемого зеркала плоский, а волновой фронт рентгеновского пучка, отраженного фокусирующим зеркалом, искажен из-за ошибок формы — фокусировка неидеальна. На нижнем рисунке (b), напротив, профиль поверхности входного зеркала деформирован для компенсации ошибки волнового фронта. В результате получается идеально сфокусированный пучок РЛ [64].

Однако большинство ДЗ скользящего падения на экспериментальных станциях СИ были реализованы на основе управляемого изгиба подложки с использованием пьезоактюаторов [34,68–72]. В работе [70] описано активное рентгеновское зеркало с подложкой размером 35×40.8 см и 10 приводами по всей длине для создания переменных эллиптических профилей. Зеркало, созданное авторами работы [71], имело длину 40 см, ширину 4 см и было оснащено 13 пьезоприводами. Рентгеновское ДЗ с подложкой из монокристаллического кремния длиной 45 см, высотой 3 см и шириной 4 см описано в работе [72]. Каждый из 45 актюаторов имеет длину 1 см, высоту 3 см и толщину около 0.15 см. Актюаторы равномерно расположены через каждые 1 см по тангенциальной оси зеркала. Они закреплены эпоксидной смолой со стороны, противоположной отражающей поверхности зеркала. Эта установка позволяет зеркалу принимать как вогнутую, так и выпуклую форму.

Разработка набора оптических компонентов, которые одновременно удовлетворяли бы требованиям к высокому потоку, высокой энергии с широкой полосой пропускания, а также эффективной и переменной фокусировке, была серьезной проблемой, которую долгое время не могли решить конструкции, используемые на большинстве каналов СИ. В работе [73] описано первое применение биморфного зеркала с многослойным покрытием на канале СИ. Для увеличения апертуры и полосы пропускания эллиптически изогнутая поверхность кремниевой подложки была покрыта тремя многослойными полосами ($\text{Ni}/\text{W}_4\text{C}$, $\text{W}/\text{W}_4\text{C}$, $\text{Pt}/\text{W}_4\text{C}$) дли-

ной 1 м. Толщина d бислоя каждой полосы была выбрана таким образом, чтобы угол Брэгга первого порядка отражения составлял 4.2 mrad в центре зеркала. Каждая полоса отбирает РЛ с энергией 40.0, 65.4 и 76.6 keV. Кроме того, каждая полоса была изготовлена с латеральным градиентом по длине зеркала, чтобы обеспечить высокую отражательную способность всей полосы. Шестнадцать пьезоэлектрических биморфных приводов, прикрепленных к сторонам зеркальной подложки, могли регулировать форму отражающей поверхности. Это позволило зеркалу изменять расстояние фокусировки от 3.6 до 4.8 м и компенсировать остаточные ошибки формы. Фокусные пятна с вертикальной шириной $< 15 \mu\text{m}$ были получены в трех положениях в диапазоне 0.92 м с быстрым и легким переключением из одного фокального положения в другое.

Деформируемые зеркала с механическим изгибом не обладают достаточной точностью деформации. Пьезоуправляемые ДЗ не обладают долговременной стабильностью из-за дрейфа пьезоэлектрических исполнительных механизмов, они также страдают от эффекта соединений [74], который вызывает ошибки деформации в зазорах между исполнительными механизмами.

Деформируемые зеркала, использованные в работах [75,76], представляют собой гибридные системы, состоящие из пьезоэлектрического биморфного зеркала и механического изгибного устройства. В этой конфигурации пьезоэлектрические актюаторы на ДЗ вносят очень небольшую коррекцию в погрешность формы после механического изгиба. Механическое изгибное устройство приблизительно обеспечивает требуемую эллиптическую форму поверхности зеркала, в то время как пьезоэлектрические приводы, прикрепленные к зеркалу, исправляют очень небольшие остаточные ошибки формы. Наиболее значительным преимуществом этой системы является то, что деформация пьезоэлектрических элементов может быть минимизирована. Таким образом, деформационный дрейф, который пропорционален деформации, может быть значительно уменьшен. Кроме того, эта система имеет дополнительное преимущество, заключающееся в возможности использования длинных ДЗ. Для изготовления длинных пьезоэлектрических биморфных зеркал необходимы пьезоэлектрические пластины длиной более ~ 400 мм — как для обычных пьезоэлектрических биморфных зеркал. Однако они не могут быть изготовлены как длинные монолитные пластины, и, следовательно, вместо них необходимо использовать многосегментные пластины. Поскольку отсутствует изгибающий момент в области зазора между сегментированными пластинами после приклеивания к подложке зеркала, возникают существенные ошибки деформации. Это называется эффектом перехода [32]. Напротив, в гибридной системе этот эффект значительно снижен, поскольку изгибающий момент обеспечивается механическим изгибным устройством. Поскольку ограничения на изготовление пьезоэлектрических пластин

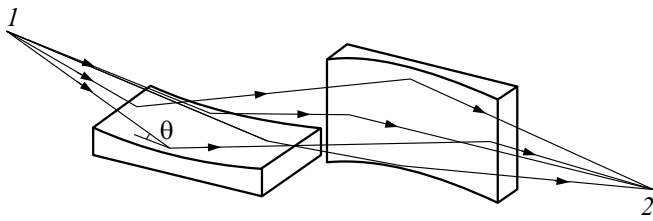


Рис. 7. Схема хода РЛ в фокусирующей системе КБ: 1 — точечный источник РЛ, 2 — фокус, θ — угол скольжения.

будут сняты, станет возможным изготовление очень длинных деформируемых зеркал (> 1 м в длину) [76].

Хорошо известно, что астигматизм при зеркальном отражении полностью устраняется системой со скрещенными зеркалами, в которой каждое зеркало исправляет астигматизм другого. Поскольку простым способом коррекции сферической aberrации является использование асферических зеркал, наиболее перспективной зеркальной системой полного внешнего отражения (ПВО) для рентгеновской микрофокусировки следует считать систему скрещенных асферических зеркал (конфигурацию Киркпатрика–Баеза (КБ) [77]). Отражающие поверхности зеркал могут иметь форму параболического цилиндра в случае коллимирующей оптики или эллиптического цилиндра в случае фокусирующей оптики. Простейшая фокусирующая система КБ показана на рис. 7. Она состоит из двух цилиндрических зеркал с одинаковыми радиусами кривизны и формирует действительное точечное изображение точечного объекта.

Для фокусировки РЛ пара многосегментных биморфных зеркал в конфигурации КБ использовалась авторами работы [78]. Зеркала КБ создают минимальное фокусное пятно $30 \times 24 \mu\text{m}$. Биморфные зеркала позволяют перефокусировать пучок как в горизонтальном, так и/или вертикальном направлениях в течение нескольких минут до размеров пучка $150 \times 70 \mu\text{m}$ без значительной потери потока фотонов. Размер пучка может быть адаптирован к размеру образца путем регулировки кривизны биморфных зеркал КБ. Эта операция может быть выполнена в течение нескольких минут с отличной воспроизводимостью.

Авторы работ [75,76,79] построили двухступенчатую адаптивную зеркальную систему КБ с использованием четырех пьезоэлектрически деформируемых ДЗ. Использование четырех ДЗ позволило добиться формирования коллимированных рентгеновских пучков с переменным сечением пучка с параллельностью $\sim 1 \mu\text{rad}$ или фокусировки РЛ с изменяемым размером фокуса без необходимости изменения положения зеркала или образца путем простой деформации четырех зеркал.

5. Активная оптика для рентгеновских телескопов

Многие астрофизические объекты, такие как скопления галактик, черные дыры в активных ядрах галактик (AGN), галактические объекты (остатки сверхновых звезд, нейтронные звезды), излучают, флуоресцируют или отражают РЛ [80]. Земная атмосфера представляет собой непреодолимое препятствие на пути рентгеновских фотонов, поэтому астрофизические исследования непосредственно в этом диапазоне энергий проводятся с бортов космических аппаратов. Для получения изображений рентгеновские телескопы должны использовать зеркала скользящего падения, которые отражают падающие фотоны под очень малыми углами. Рентгеновские зеркала высокого разрешения обычно используют геометрию Вольтера типа I [81], в которой отражение сначала от параболической, а затем от гиперболической поверхностей создает двумерный фокус. Вследствие малых углов скольжения (обычно 1° или меньше) площадь сбора составляет небольшую часть поверхности зеркала. Для увеличения эффективной площади телескопа используются несколько коаксиальных и конфокальных

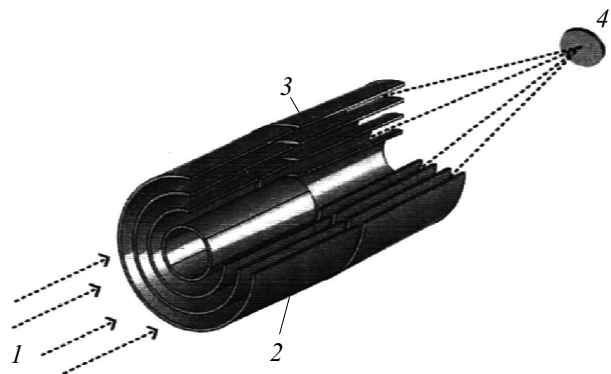


Рис. 8. Ход РЛ в многослойном зеркале Вольтера I. При фокусировке РЛ (1), последовательно отражаясь от параболической (2) и гиперболической (3) поверхностей каждой зеркальной оболочки, собираются в фокальной плоскости (4) [81].

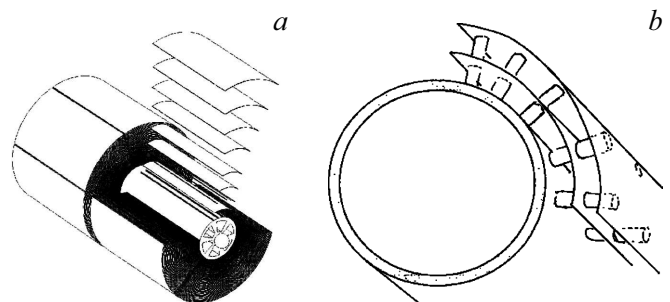


Рис. 9. (a) Геометрия монтажа оптики телескопа, состоящей из 72 оболочек [89]. (b) Дискретные (поршневые) поверхностно-нормальные приводы для юстировки и коррекции формы зеркал скользящего падения, действующие радиально на последовательно вложенные оболочки [87,88].

зеркал с уменьшающимися радиусами („зеркальные оболочки“), вложенные друг в друга наподобие русской матрешки, причем угол скольжения уменьшается от внешней оболочки к внутренней [82] (рис. 8).

Космические приложения требуют от рентгеновских зеркал выполнения ряда требований, которые могут поставить под угрозу оптические характеристики телескопа. В частности, они требуют соблюдения логики научной миссии, что накладывает ограничения на массу телескопа: большая масса действительно неизбежна, когда требуется иметь большую площадь сбора, отличное угловое разрешение и хорошую термомеханическую стабильность оптики. Практическое производство рентгеновской оптики Вольтера I должно учитывать все эти требования, часто противоречащие друг другу. Малый вес и большая площадь сбора достигаются за счет использования нескольких концентрических очень тонких оболочек с покрытием материалом с высоким атомным номером, таким как иридий, для хорошей эффективности отражения. Однако уменьшение толщины зеркальных оболочек делает оптику менее жесткой. Уменьшение жесткости делает зеркало более восприимчивым к случайным нагрузкам и искажениям, которые могут ухудшить его форму.

В рентгеновских телескопах с высокой эффективной площадью сбора обычно используется интеграция большого количества тонких зеркальных сегментов в очень компактной компоновке [83] (рис. 9, а).

Сегментированные зеркала предлагают несколько преимуществ перед полными зеркальными оболочками. В силу своей модульности сегментированный дизайн способствует массовому производству. Этот подход имеет то преимущество, что большие зеркальные сборки не требуют создания пропорционально большой инфраструктуры. Возможно, что еще более важно, из-за относительно небольшого размера сегментов зеркала сегментированный подход позволяет изготовить очень легкие зеркала и использовать имеющиеся в продаже оборудование, материалы и современные технологии массового производства.

Для создания легкого сегментированного рентгеновского телескопа с большой эффективной площадью и хорошим угловым разрешением успешно используются тонкие стеклянные фольги [84], получаемые высокотемпературной осадкой тонких листов стекла [85,86]. По сути, есть две категории актюаторов, отличающихся способом приложения силы к зеркалу. Для юстировки или для общей или локальных деформаций зеркала можно использовать поверхностно-нормальные приводы, действующие как поршень (рис. 9, б). Они подходят для юстировки и для исправления некоторых ошибок формы. Поверхностно-касательные приводы в сочетании с подложкой зеркала действуют как биморф для локальной деформации зеркала [87].

Радиально регулируемые зеркала скользящего падения представляют собой потенциально недорогой подход,

позволяющий значительно улучшить разрешение существующих тонких зеркал до уровня нескольких угловых секунд для умеренно эффективного поля зрения. Эти зеркальные сборки состоят из прецизионно изготовленного легкого цилиндрического или конического сердечника, снаружи которого прикреплен ряд осевых рядов электрострикционных исполнительных механизмов. Двухнаправленная регулировка для прилегающего к сердечнику набора сегментов выполняется сначала смещением всех регуляторов к их приблизительным средним точкам, так что повышенное или пониженное напряжение приводит к смещению радиально вне или радиально внутрь соответственно. После юстировки/регулировки первой оболочки или набора сегментов следующий набор регуляторов приклеивается к обратным сторонам зеркальных сегментов, затем наносится следующий „слой“ зеркальных сегментов. Процесс повторяется до тех пор, пока все зеркала не будут успешно смонтированы, съюстированы и не исправлены их нижние значения. Этот процесс должен привести к относительно устойчивой структуре, которая исправит бы ошибки формы, такие как осевые наклоны и прогибы [88].

Активную оптику следует выбирать так, чтобы она не только улучшала зеркальную форму, но также могла быть включена в зеркальный модуль, не добавляя существенную толщину или структуру в зазоре между соседними вложенными зеркальными оболочками, которая будет перекрывать путь РЛ. Поэтому, по-видимому, предпочтительнее использование поверхностно-касательных актюаторов, обладающих возможностью более гибкой коррекции формы зеркальных оболочек [89–95].

Большие зеркальные сборки, предусмотренные для будущих миссий, обычно делятся как радиально, так и азимутально на множество клиновидных модулей. Этот подход имеет то преимущество, что требует наличия множества идентичных модулей небольшого размера. Этапы модульной сборки рентгеновского зеркала показаны на рис. 10. Возможность динамической регулировки формы ДЗ позволяет управлять зеркальной формой после установки или даже после запуска (т. е. осуществлять коррекцию на орбите) [96].

В ответ на требование высокой эффективной площади и высокого углового разрешения Смитсоновская астрофизическая обсерватория (SAO) разработала концепцию использования пиксельных активных компонентов в сегментированной оптике скользящего падения. На рис. 11 показан вариант концепции SAO биморфного массива отдельного сегмента. Оптика содержит 8400 сегментов толщиной $\sim 0.2-0.4$ mm, создающих 292 вложенные оболочки. Каждый сегмент имеет тонкую пленку пьезоэлектрического материала, нанесенную на заднюю часть очень тонкого зеркала с активной сеткой 40×40 индивидуально адресуемых исполнительных механизмов. В результате с 1600 исполнительными механизмами в каждом сегменте и 8400 сегментами получается $\sim 10^7$

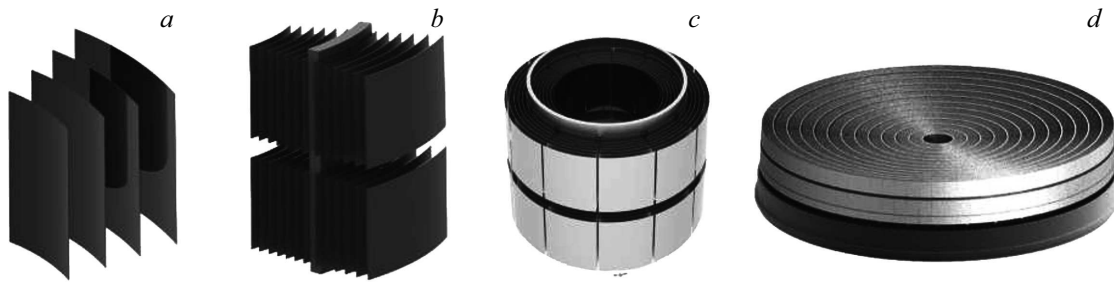


Рис. 10. Этапы производства рентгеновского зеркала на примере сборки зеркала для обсерватории *Луна*: 37492 зеркальных сегмента (*a*) интегрируются в 611 зеркальных модулей (*b*), которые в свою очередь объединяются в 12 мета-оболочек (*c*); 12 мета-оболочек интегрируются в полную сборку (*d*) [96].

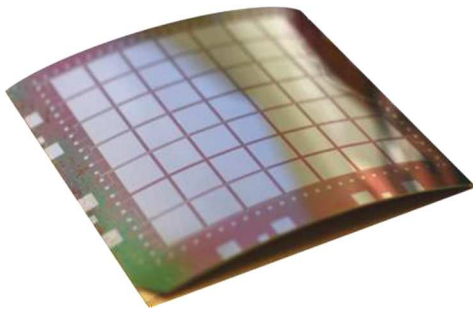


Рис. 11. Массив из 7×7 пьезоэлементов размером 10×10 мм, нанесенных на цилиндрическую стеклянную оболочку размером 100×100 мм и радиусом кривизны 220 мм. На рисунке сторона, отражающая РЛ, обращена вниз [98].

активных компонентов, которые значительно усложняют конструкцию телескопа [97].

Для упрощения конструкции в работе [99] предлагается схема адресации строки/столбца с использованием тонкопленочных транзисторов ZnO (TFT), нанесенных поверх изолирующего слоя на тыльной части пьезоэлементов [100]. Концепция нацелена на реализацию электрических соединений через анизотропную проводящую пленку, которая используется в жидкокристаллических дисплеях. Также предлагается подключить тензодатчики к ячейкам, которые можно использовать для определения изменений в соотношении напряжение/деформация пьезоматериала, что облегчит любую необходимую регулировку на орбите.

Провода, висящие на обратной стороне фольги, будут препятствовать прохождению РЛ в плотно упакованных оболочках, а также из-за их веса тонкая оболочка деформируется. Поэтому авторы работы [95] предложили наносить контакты непосредственно на заднюю часть зеркала с помощью фотолитографии (рис. 12).

6. Метрология рентгеновской адаптивной и активной оптики

Для оптимизации систем адаптивной и активной оптики требуется точная информация о волновом фрон-

те сфокусированного пучка РЛ. Поэтому прежде чем корректировать фазу волнового фронта, ее необходимо измерить. В последнее время метрология рентгеновской оптики *in situ* осуществляется, как правило, с использованием методов „рабочей длины волны“ („at-wavelength metrology“) [101,102]. Датчик волнового фронта является одним из элементов системы метрологии. Его задача — измерять кривизну волнового фронта и передавать эти измерения на обрабатывающее устройство. Существует большое разнообразие датчиков волнового фронта [103]. Среди них — датчики Шака–Гартмана, а также датчики, основанные на эффекте Тальбота, рентгеновских спеклах и птихографии.

6.1. Датчики волнового фронта Шака–Гартмана

Одним из наиболее распространенных методов измерения волнового фронта являются датчики Хартмана и Шака–Хартмана. Они могут работать в режиме реального времени, не зависят от длины волны и работают как с когерентными, так и некогерентными источниками. Эти датчики являются ахроматическими и могут быть совместимы с различными разновидностями источников рентгеновского излучения.

Датчик волнового фронта Гартмана состоит из матричного рентгеновского детектора (обычно ПЗС или КМОП) и маски с симметричным рисунком отверстий. Каждому отверстию соответствует пятно на детекторе. В случае регистрации плоского волнового фронта все расстояния между пятнами будут равны, а если входящий пучок страдает aberrациями волнового фронта, в плоскости изображения произойдет деформация сетки пятен. Смещение пятна на детекторе, соответствующего определенному отверстию в маске, пропорционально градиенту волнового фронта [104]. После восстановления карты градиента волнового фронта с использованием алгоритма реконструкции волнового фронта восстанавливается сам волновой фронт [105–108]. Главное преимущество метода в том, что в нем используется очень простая оптическая система, его главный недостаток — необходимость калибровки детектора [109,110].

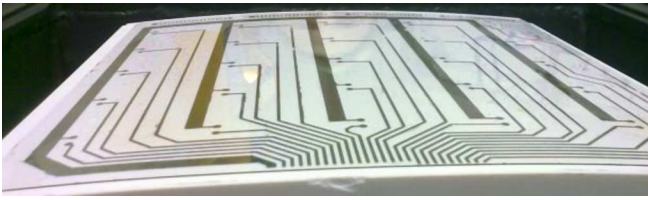


Рис. 12. Система металлических электродов, нанесенных на обратную сторону стеклянной оболочки. Можно заметить азимутальную кривизну, ранее созданную процессом высокотемпературной формировки оболочки [93].

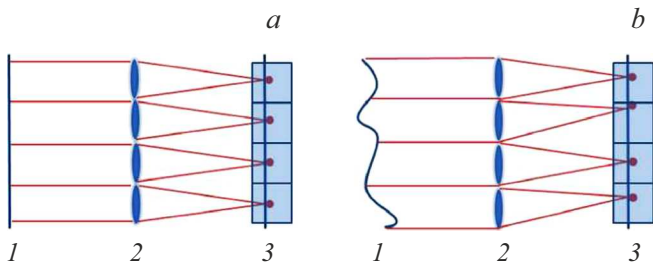


Рис. 13. Схема работы датчика волнового фронта Шака–Гартмана. Входная плоская волна (а) фокусируется решеткой линз, что приводит к сетке фокусных пятен на детекторе. Если волновой фронт искажен (b), фокусные пятна смещаются относительно исходной сетки. 1 — волновой фронт, 2 — решетка линз, 3 — сетка фокусных пятен на детекторе [108].

Метод Шака–Гартмана является вариацией классического метода Гартмана с той разницей, что для повышения чувствительности вместо маски-диафрагмы используется массив микролинз, разбивающий волновой фронт на множество частей, каждая из которых формирует отдельное фокусное пятно [111] (рис. 13). Существуют несколько возможных вариантов реализации рентгеновского датчика Шака–Гартмана. Это может быть набор зонных пластинок [112] или преломляющих линз [113,114].

6.2. Датчики волнового фронта на основе интерферометра Тальбота

В 1836 г. Тальбот [115] обнаружил, что если первичная когерентная волна дифрагирует на периодической структуре, например на дифракционной решетке, за этой структурой наблюдается самовоспроизведение ее изображения на расстояниях

$$L_T = 2md^2/\lambda,$$

d — период решетки, $m = 1, 2, 3, \dots$. Это явление называется „эффектом Тальбота“, а расстояние L_T — „расстоянием Тальбота“. Впоследствии был также обнаружен [116] дробный эффект Тальбота, т.е., например, самоизображение фазовой решетки можно было наблю-

дать [117] на расстоянии

$$L_m = md^2/2\eta^2\lambda. \tag{6}$$

Интерференция от фазовой решетки всегда будет иметь максимальный контраст при нечетных порядках ($m = 1, 3, 5, \dots$), в то время как амплитудная решетка будет давать максимальный контраст при четных порядках ($m = 0, 2, 4, \dots$). Коэффициент $\eta = 1$, если решетка является амплитудной или фазовой решеткой со сдвигом фазы, равным $\pi/2$, и $\eta = 2$, если решетка обеспечивает сдвиг фазы на π .

Дробное расстояние Тальбота в случае сферической волны будет

$$L_m = R_0md^2/(2\eta^2R_0\lambda - md^2), \tag{7}$$

где R_0 — расстояние от источника излучения до решетки.

Шаг решетки должен быть адаптирован для получения разрешаемого рисунка в плоскости детектора: слишком маленький шаг приведет к неразрешенному рисунку муара, в то время как большой шаг снизит угловую чувствительность устройства. На длинах волн жесткого рентгеновского излучения период d_1 фазовой решетки не должен превышать нескольких микрон. В этом случае интерференционные полосы будут иметь интервал в микронном диапазоне, что выходит за рамки разрешающей способности большинства детекторов, особенно детекторов с достаточно большим полем обзора. Решить эту проблему можно, разместив в плоскости детектирования на расстоянии L_m абсорбционную решетку с шагом

$$d_2 = d_1(R_0 + L_m)/2R_0.$$

Таким образом, решетчатый интерферометр состоит из фазовой решетки, действующей как светоделитель, и решетки поглощения, действующей как маска пропускания [118] (рис. 14).

Обычно решетчатый интерферометр используется в режиме анализа муаровых полос, когда две решетки наклонены друг относительно друга на небольшой

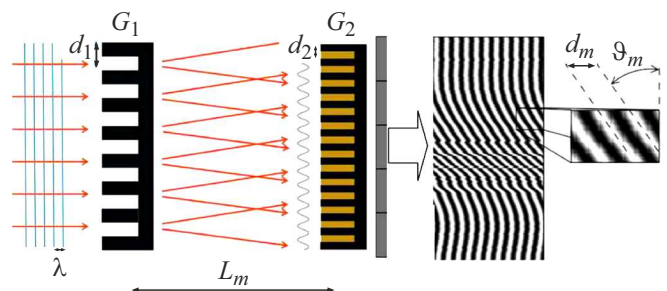


Рис. 14. Схема интерферометра Тальбота (G_1 и G_2 — фазовая и амплитудная решетки с периодом d_1 и d_2 соответственно) и полученная картина муара (d_m — расстояние между полосами, ϑ_m — наклон муаровой полосы) [118,119].

угол [119,120]. Анализ искажения муаровых полос позволяет характеризовать aberrации волнового фронта порядка длины волны. Радиус кривизны волнового фронта рентгеновского излучения и его искажения можно точно измерить по одному изображению [121].

Радиус кривизны волнового фронта R связан с углом наклона муаровой полосы ϑ_m [120,122]:

$$R^{-1} = R_0^{-1} - d_2 \tan \vartheta_m / d_m L_m, \quad (8)$$

где d_m — расстояние между полосами (рис. 14).

Для обработки информации и получения реальных физических результатов требуется расширенный и специализированный анализ данных рентгеновской интерферометрии [123,124]. Информация о фазе может быть восстановлена либо с помощью анализа Фурье на основе эффекта муара [125], либо с помощью метода ступенчатого изменения фазы в решеточной интерферометрии [126]. Уже сообщалось об использовании интерферометра Тальбота для вычисления ошибки наклона волнового фронта [102,103,118,121,122,127]. Сообщалось также об использовании для этой цели двумерного решетчатого интерферометра [128,129], который позволяет одновременно восстанавливать как горизонтальный, так и вертикальный градиенты фазы рентгеновского пучка из одного двумерного растрового сканирования. Применяются и другие варианты решеточных методов, в некоторых из которых используется одна решетка [130–134]. Например, в работе [131] описан интерферометр, не оборудованный второй решеткой, поскольку рисунок полос, увеличенный оптической системой, может регистрироваться напрямую, без эффекта муара. Методы на основе одиночной решетки особенно полезны для оценки волнового фронта сильно расходящихся пучков [130].

6.3. Датчики волнового фронта на основе рентгеновских спеклов

Волновой фронт и связанные с ним aberrации могут быть точно измерены с использованием метода, основанного на спеклах. Когда рассеивающий диффузор, состоящий из небольших объектов, помещается в полностью или частично когерентный рентгеновский пучок, спекл-структура ближнего поля [135] может быть записана с использованием детектора с высоким пространственным разрешением.

Одно интересное свойство спеклов ближнего поля ($L \ll a^2/\lambda$, где a — размер элемента структуры образца, L — расстояние между образцом и детектором) заключается в том, что искажение распространения излучения определяется исключительно формой волнового фронта.

Ключевая идея метода: каждое подмножество изображений содержит отчетливый узор в виде пятен разного размера и формы, который действует как единичный маркер, и может отслеживаться численно между изображениями, снятыми в разное время или в разных плоскостях. Другими словами, основанные на спеклах

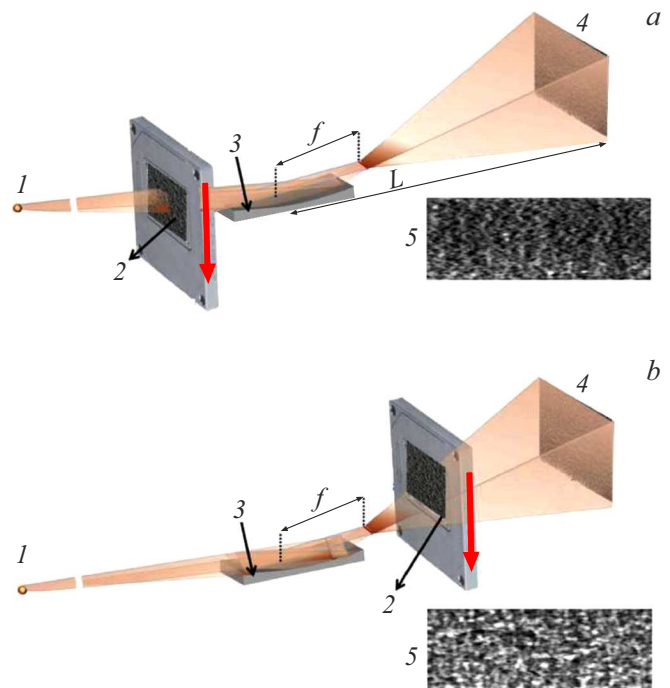


Рис. 15. Схема экспериментальной установки для характеристики волнового фронта в абсолютном (а) и дифференциальном (b) режимах: 1 — источник излучения, 2 — мембрана (наждачная бумага), 3 — биморфное зеркало (f — его фокусное расстояние), 4 — детектор, 5 — спекл-картина [142].

методы используют высокочастотные случайные модуляции интенсивности волнового фронта, мелкие детали которых действуют как маркеры, позволяющие определить траекторию РЛ [136].

Недавно разработанный метод метрологии, основанный на рентгеновских спеклах, оказался перспективным благодаря простоте экспериментальной установки, высокого углового разрешения и умеренным требованиям к механической стабильности [137–144].

Преимущество спекл-метода заключается в его низких требованиях к когерентности и качеству модулятора волнового фронта, такого как кусок наждачной бумаги или биологический фильтр. Метод может быть реализован в двух режимах: „абсолютном“ и „дифференциальном“ [141]. В абсолютной конфигурации мембрана или наждачная бумага размещаются перед исследуемой оптикой (рис. 15, а), и вычисляется первая производная волнового фронта. В дифференциальной конфигурации мембрана или наждачная бумага помещаются за фокальной плоскостью (рис. 15, б), и измеряется вторая производная волнового фронта, а именно величина, обратная его локальному радиусу кривизны. В этом режиме учитываются несовершенства не только тестируемого оптического элемента, но и любой оптики перед точкой измерения [145].

В абсолютном методе корреляционный анализ используется для сравнения спекл-картин, полученных с объектом и без него. В дифференциальном методе бо-

лее высокое пространственное разрешение может быть получено путем сканирования фазового модулятора поперек пучка, поскольку для корреляции используются подмножества, содержащие больше пикселей [144].

Смещение спекла определяется с помощью алгоритма взаимной корреляции двух сигналов [146]. Если смещение вычислено, его можно использовать для получения вертикального градиента волнового фронта $\alpha_y(x, y)$ [147]. Поскольку первая производная волнового фронта прямо пропорциональна локальному градиенту фазового сдвига образца $\Phi(x, y)$, ее можно записать как

$$\frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial y} = (2\pi/\lambda)\alpha_y(x, y) \approx 2\pi(L_1 + L_2 + L_3) \times v(x, y)\mu/\lambda L_1 L_3, \quad (9)$$

где $v(x, y)$ — смещение спекла, μ — шаг сканирования, а L_1, L_2 и L_3 — расстояния между источником рентгеновского излучения, образцом, наждачной бумагой и детектором соответственно. Здесь следует отметить, что несколько (обычно 3–5) соседних пикселей эталонного спекл-изображения выбираются для выполнения взаимной корреляции, так что смещение спеклов все еще можно отслеживать даже при сильном спекл-смещении перпендикулярно исследуемому направлению. Следуя той же процедуре, выполняется горизонтальное сканирование для получения горизонтального фазового градиента. Затем фазовый сдвиг, индуцированный образцом, восстанавливается из двух поперечных градиентов фазы [148].

При малом наклоне волнового фронта φ локальный радиус кривизны R волнового фронта определяется выражением

$$R^{-1} = (\lambda/2\pi)(d^2\Phi/dy^2) = d\varphi/dy. \quad (10)$$

Здесь Φ — фаза волнового фронта, λ — длина волны, y указывает вертикальное направление. В случае дифференциального режима радиус волнового фронта R_i для пикселя i можно рассчитать [101,149,150] с помощью соотношения

$$R_i/(R_i - L) = \sigma(i - j)/s_i, \quad (11)$$

где L — расстояние между диффузором и детектором, σ — размер пикселя детектора, i и j — индексы двух выбранных строк на детекторе, а s_i — соответствующее расстояние в плоскости диффузора между лучами, падающими на пиксели в строках i и j . Предполагая, что диффузор сканируется линейно с шагом τ , можно построить две спекл-структуры из строк i и j в стопке изображений сканирования. Используя взаимную корреляцию, можно вычислить линейное смещение ξ между двумя рисунками, и тогда расстояние между двумя лучами в плоскости диффузора эквивалентно смещению диффузора: $s_i = \xi_i\tau$ [150].

Два градиента волнового фронта, $\partial\Phi/\partial x$ и $\partial\Phi/\partial y$, восстанавливаются методом двумерного численного интегрирования [151,152]. Наконец, $2D$ -интегрирование $\partial\Phi/\partial x$ и $\partial\Phi/\partial y$ дает волновой фронт Φ [153].

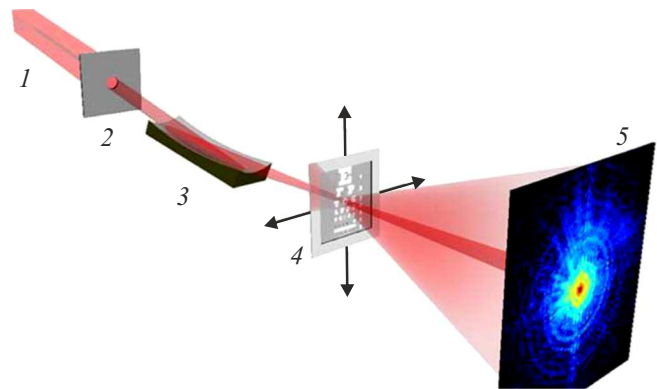


Рис. 16. Схема геометрии эксперимента по характеристике сфокусированного пучка РЛ. Диафрагма 2 выбирает когерентную часть пучка СИ 1, которая фокусируется исследуемым зеркалом 3 на тестовом объекте 4. Образец сканируется в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка. Дифрагированное на образце излучение регистрируется детектором 5 [156].

6.4. Датчики волнового фронта на основе птихографии

Рентгеновская сканирующая когерентная дифракционная микроскопия, также известная как птихография [154], является одним из наиболее важных методов определения характеристик рентгеновского пучка и оптики [155]. Ее можно использовать для количественного определения сложного волнового поля сфокусированного рентгеновского излучения и, следовательно, для выявления ошибок волнового фронта с беспрецедентной чувствительностью и пространственным разрешением [156,157]. В птихографии тестовый объект сканируется поперек когерентного рентгеновского пучка, обеспечивая частичное перекрытие освещенных областей, соответствующих соседним экспозициям (рис. 16). В каждой позиции сканирования в дальнем поле ($L \gg a^2/\lambda$) регистрируется дифракционная картина объекта. Из записанных дифрактограмм могут быть восстановлены комплексная функция пропускания образца и комплексное волновое поле входящего рентгеновского пучка с помощью итерационных численных методов [158–160].

Ключ к верным реконструкциям — это большое количество дифрактограмм (в работе [155] было собрано 15 876 дифрактограмм), каждая из них кодирует информацию о волновом поле. Из-за избыточной информации восстановление волнового фронта оказывается очень устойчивым к неизбежным неточностям в положениях сканирования. Кроме того, тестовый объект не обязательно должен быть точно в фокусе.

У метода есть преимущества: концептуально простой и не полагающийся на медленно сходящиеся алгоритмы итеративной реконструкции метод работает в случае РЛ высокой энергии ($> 6 \text{ keV}$) [161].

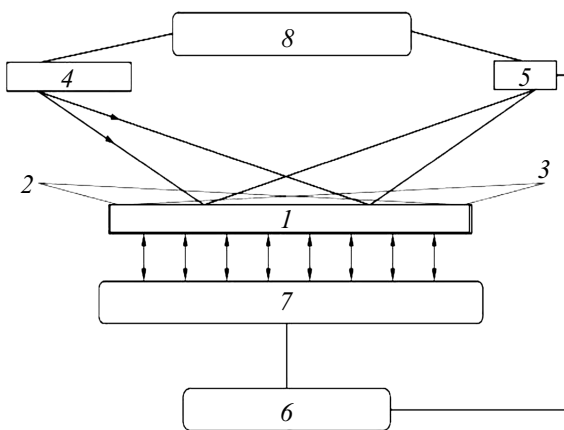


Рис. 17. Схема охлаждаемой адаптивной зеркальной системы для синхротронного рентгеновского излучения: 1 — деформируемое зеркало, 2 — источник рентгеновского излучения, 3 — фокус, 4 — источник видимого света, 5 — датчик волнового фронта Шака-Гартмана, 6 — контроллер обратной связи, 7 — исполнительный механизм изгиба, 8 — контроллер узла видимого света [164].

6.5. Датчики волнового фронта с обратной связью

Рассмотренные выше датчики волнового фронта, как правило, обеспечивают обратную связь только периодически и обычно инвазивно [162], прерывая эксперимент и растрачивая ценное время. Существуют *in situ* методы обратной связи, основанные на перенаправлении части потока РЛ на датчики волнового фронта, тем самым делая эти фотоны недоступными для эксперимента [163]. По этим причинам *in situ* методы метрологии в реальном времени для характеристики волнового фронта без прерывания эксперимента являются предпочтительными.

Неинвазивную обратную связь можно осуществить различными способами. Например, в работе [164] в систему обратной связи был включен источник видимого света. Система состояла из кремниевого зеркала длиной 1 м с платиновым покрытием с водяным охлаждением, поддерживаемого двумя рядами пьезоэлектрических приводов, содержащими по 11 элементов (рис. 17). Форма зеркала постоянно контролировалась оптическим анализатором, его измерения использовались контуром обратной связи в режиме реального времени для управления приводами исполнительного механизма, корректирующими форму зеркала.

Предлагаемый в работах [165,166] способ обратной связи основан на использовании стабильной независимой метрологической рамы с установленными на ней датчиками абсолютного положения, которые измеряют отклонение отражающей поверхности зеркала от желаемой формы (рис. 18). Метрологическая рама фиксируется относительно поверхности зеркала примерно на рабочем расстоянии датчиков. В большинстве жестких рент-

генооптических систем этого расстояния достаточно, чтобы позволить рентгеновскому пучку касаться поверхности зеркала непосредственно под лицевой стороной метрологической рамы, позволяя использовать такую систему для *in situ* мониторинга во время эксперимента. Сигналы от массива датчиков абсолютного положения используются для создания обратной связи, обеспечивая управление формой зеркальной поверхности в реальном времени. Волоконные датчики абсолютного положения функционируют в конфигурации интерферометра Физо [167].

На рис. 19 показана схема активной оптики с использованием неинвазивного датчика волнового фронта видимого света совместно с светоделителем [168]. Авторы работ [169–171] показали, что для рентгеновского излучения в качестве светоделителя может быть использована тонкая монокристаллическая алмазная пластинка.

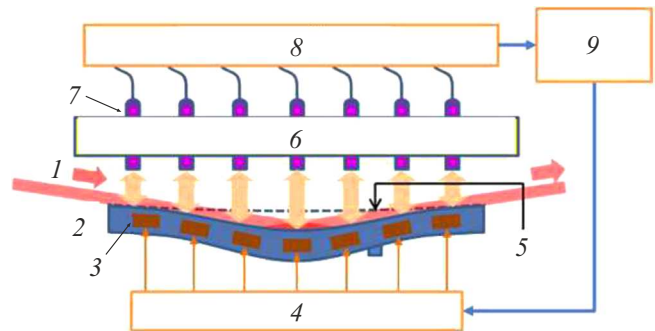


Рис. 18. Архитектура замкнутой системы для активного управления формой биморфного зеркала: 1 — рентгеновский пучок, 2 — биморфное зеркало, 3 — пьезоактюаторы, 4 — система управления актюаторами, 5 — желательная форма поверхности зеркала, 6 — метрологическая рама, 7 — массив датчиков абсолютного положения, 8 — система обработки сигнала, 9 — контроллер обратной связи [165].

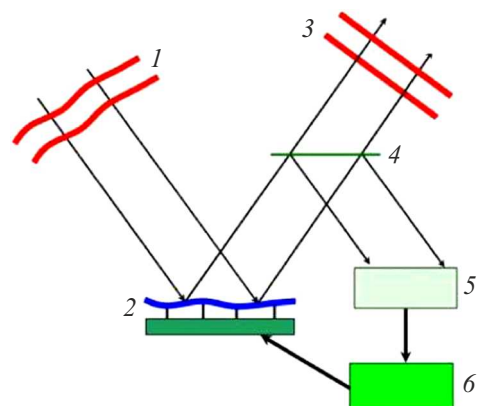


Рис. 19. Схема неинвазивной коррекции волнового фронта с использованием светоделителя: 1 — искаженный волновой фронт, 2 — ДЗ, 3 — „исправленный“ волновой фронт, 4 — светоделитель, 5 — детектор волнового фронта, 6 — компьютер, обеспечивающий обратную связь [168].

7. Заключение, выводы и перспективы

Активная и адаптивная рентгеновская оптика успешно используется на протяжении уже нескольких десятилетий по многим научным дисциплинам, в том числе в астрономии, лазерной физике, медицине, материаловедении, в микро- и нанoeлектронике, а также при изучении биологических объектов. В отличие от пассивной оптики с фиксированными предварительно отполированными профилями поверхности активная и адаптивная оптика может быть приведена в соответствие различным экспериментальным условиям.

Использование активных средств управления волновым фронтом с помощью адаптивных оптических элементов, таких как ДЗ, обеспечивает точное управление формой волнового фронта. Одно ДЗ может скорректировать сумму всех аберраций без необходимости полного понимания происхождения каждой в отдельности.

Такое точное и „программируемое“ управление, недоступное для неадаптивных элементов, приводит к значительному улучшению характеристик многих оптических систем. Вот почему адаптивная и активная оптика используется в широком диапазоне приложений для улучшения качества изображений и для уменьшения аберраций.

В будущем для реального улучшения существующей рентгеновской оптики необходимы согласованные усилия для создания и развития экономичных и надежных адаптивных и активных методов коррекции волнового фронта. Также необходимо разрабатывать и внедрять пьезоэлектрические материалы, не содержащие свинец. Несмотря на хорошую пьезоэлектрическую способность содержащих свинец пьезоэлектрических материалов, таких как $Pb_xZr_{1-x}TiO_3$, из-за отравляющего воздействия свинца на окружающую среду в будущем следует постепенно заменять их пьезоэлектрическими материалами, не содержащими свинец [172].

Чтобы использовать яркость современных источников рентгеновского излучения эффективно, размер пучка должен соответствовать размеру образца. В качестве альтернативы можно использовать рентгеновские пучки переменного размера, зондирующие субдомены более крупных образцов. В обоих случаях вариация от образца к образцу означает, что для каждого цикла сбора данных может потребоваться другой размер пучка РЛ. Быстрые изменения размера рентгеновского пучка обычно производятся путем изменения ширины апертур, определяющих размер пучка. Однако это пагубно уменьшает поток фотонов. Изменение размера рентгеновского пучка также может достигаться путем изменения профиля поверхности ахроматической отражающей оптики. Активная оптика уже использовалась для быстрого и плавного изменения размера рентгеновского фокусного пятна от одного микрона до десятков нанометров [79]. Этот подход имеет преимущество сохранения полного потока излучения, направляемого на образец.

Разработка высокоскоростной активной оптики для рентгеновского излучения может коренным образом изменить способ динамического использования фокусирующих элементов на источниках синхротронного излучения и лазера на свободных электронах (ЛСЭ) и способствовать новым научным открытиям в будущем.

Дальнейшему развитию высокоскоростной активной оптики призвано помочь совершенствование *in situ* метрологии, в том числе метрологии с обратной связью.

Для рентгеновской астрономии, помимо дальнейшего совершенствования технологии изготовления отдельных зеркал, важно сформулировать стратегию для диагностики и исправления ошибок юстировки и формы для большого количества зеркал, необходимых для создания рентгеновского телескопа с большой апертурой, состоящего из множества зеркальных модулей, каждый из которых содержит порядка сотни сегментированных зеркал с высокой степенью вложенности. Чтобы реализовать эту стратегию для определения и улучшения характеристик рентгеновской оптики на земле и в космосе, потребуются разработка сложных алгоритмов контроля и вспомогательного оборудования. Поскольку схема диагностики и настройки может быть сложной и времяземкой, важно, чтобы регулировка в космосе была нечастой. Это, в свою очередь, потребует улучшения качества сборки оптики на земле, а также отличную повторяемость и стабильность самих исполнительных механизмов.

Нет сомнения, что благодаря своей гибкости и доступности адаптивная и активная рентгеновская оптика, преодолев все трудности на пути к улучшению эффективности, добьется еще более широкого использования в различных областях науки и техники.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H.W. Babcock. Pub. Astr. Soc. Pac., **65** (386), 229 (1953). DOI: 10.1086/126606
- [2] В.П. Линник. Опт. и спектр., **25** (4), 401 (1957).
- [3] N. Woolf. In: IAU Colloq. 79: *Very Large Telescopes, their Instrumentation and Programs* (1984), p. 221.
- [4] R.N. Wilson, F. Franza, L. Noethe. J. Mod. Opt., **34** (4), 485 (1987). DOI: 10.1080/09500348714550501
- [5] E.L. Church, P.Z. Takacs. Opt. Eng., **34** (2), 353 (1995). DOI: 10.1117/12.196057
- [6] G.E. Ice, J.D. Budai, J.W.L. Pang. Science., **334** (6060), 1234 (2011). DOI: 10.1126/science.1202366

- [7] M. Idir, L. Huang, N. Bouet, K. Kaznatcheev, M. Vescovi, K. Lauer, R. Conley, K. Rennie, J. Kahn, R. Nethery, L. Zhou. *Rev. Sci. Instrum.*, **86** (10), 105120 (2015). DOI: 10.1063/1.4934806
- [8] Y. Takei, T. Kume, H. Motoyama, K. Hiraguri, H. Hashizume, H. Mimura. *Proc. SPIE*, **8848**, 88480C (2013). DOI: 10.1117/12.2023940
- [9] D.J. Bell, T.J. Lu, N.A. Fleck, S.M. Spearing. *J. Micromech. Microeng.*, **15** (7), S153 (2005). DOI: 10.1088/0960-1317/15/7/022
- [10] M.R. Howells, D. Camble, R.M. Duarte, S. Irick, A.A. MacDowell, H.A. Padmore, T.R. Renner, S. Rah, R. Sandler. *Opt. Eng.*, **39** (10), 2748 (2000). DOI: 10.1117/1.1289879
- [11] R. Barrett, R. Baker, P. Cloetens, Y. Dabin, C. Morawe, H. Suhonen, R. Tucoulou, A. Vivo, L. Zhang. *Proc. SPIE.*, **8139**, 813904 (2011). DOI: 10.1117/12.894735
- [12] O. Hignette, G. Rostaing, P. Cloetens, A. Rormneveaux, W. Ludwig, A. Freund. *Proc. SPIE.*, **4499**, 105 (2001). DOI: 10.1117/12.450227
- [13] L. Zhang, R. Baker, R. Barrett, P. Cloetens, Y. Dabin. *AIP Conf. Proc.*, **1234**, 801 (2010). DOI: 10.1063/1.3463335
- [14] P. Eng, M. Newville, M.L. Rivers, S.R. Sutton. *Proc. SPIE.*, **3449**, 145 (1998). DOI: 10.1117/12.330342
- [15] S.J. Chen, C.K. Kuan, S.Y. Perng, D.J. Wang, H.C. Ho, T.C. Tseng, Y.C. Lo, C.T. Chen. *Opt. Eng.*, **43** (12), 3077 (2004). DOI: 10.1117/1.1813438
- [16] J. Nicolas, C. Colldelram, C. Ruget, L. Ribó, P. Pedreira, P. de la Rubia, C. Martín-Nuño, D. Úbeda, A. Tomás. *Proc. SPIE*, **9965**, 996503 (2016). DOI: 10.1117/12.2239533
- [17] I.T. Nistea, S.G. Alcock, P. Kristiansen, A. Young. *J. Synchrotron Rad.*, **24** (3), 615 (2017). DOI: 10.1107/S1600577517005422
- [18] D. Shu, A. Li, S.P. Kearney, C. Mao, J. Anton, R. Harder, X. Shi, T. Mooney, L. Assoufid. *AIP Conf. Proc.*, **2054**, 060015 (2019). DOI: 10.1063/1.5084646
- [19] W. Liu, G.E. Ice, J.Z. Tischler, A. Khounsary, C. Liu, L. Assoufid, A.T. Macrander. *Rev. Sci. Instrum.*, **76** (11), 113701 (2005). DOI: 10.1063/1.2125730
- [20] H. Mimura, H. Yumoto, S. Matsuyama, Y. Sano, K. Yamamura, Y. Mori, M. Yabashi. *Appl. Phys. Lett.*, **90** (5), 051903 (2007). DOI: 10.1063/1.2436469
- [21] B. Park. *Development of a Low Voltage and Large Stroke MEMS-based Lorentz Force Continuous Deformable Polymer Mirror System*. Thesis (University of Manitoba, Winnipeg, MB, 2018).
- [22] X. Lv, W. Wei, X. Mao, Y. Chen, J. Yang, F. Yang. *Sensors and Actuators A: Physical*, **221**, 22 (2015). DOI: 10.1016/j.sna.2014.10.028
- [23] S.A. Cornelissen, A.L. Hartzell, J.B. Stewart, T.G. Bifano, P.A. Bierden. *Proc. SPIE*, **7736**, 77362D (2010). DOI: 10.1117/12.857296
- [24] S. Cornelissen, P. Bierden, T. Bifano, V. Charlie, J. Lam. *Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, **8** (3), 031308, (2009). DOI: 10.1117/1.3158067
- [25] W.-M. Zhang, H. Yan, Z.-K. Peng, G. Meng. *Sensors and Actuators A: Physical*, **214**, 187 (2014). DOI: 10.1016/j.sna.2014.04.025
- [26] H. Liu, J. Zhong, C. Lee, S.-W. Lee, L. Lin. *Appl. Phys. Rev.*, **5** (4), 041306 (2018). DOI: 10.1063/1.5074184
- [27] C.T. DeRoo, R. Allured, V. Cotroneo, E. Hertz, V. Marquez, P.B. Reid, E.D. Schwartz, A.A. Vikhlinin, S. Trolrier-McKinstry, J. Walker, T.N. Jackson, T. Liu, M. Tendulkar. *Proc. SPIE*, **10399**, 103991M (2017). DOI: 10.1117/1.JATIS.4.1.019004
- [28] V.D. Kugel, Sanjay Chandran, L.E. Cross. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (14), 2021 (1996). DOI: 10.1063/1.1168666
- [29] E. Hong, S.V. Krishnaswamy, C.B. Freidhoff, S. Trolrier-McKinstry. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **687**, 316 (2002). DOI: 10.1557/PROC-687-B5.16
- [30] Q.Q. Zhang, S.J. Gross, S. Tadigadapa, T.N. Jackson, F.T. Djuth, S. Trolrier-McKinstry. *Sens. Actuators A.*, **105** (1), 91 (2003). DOI: 10.1016/S0924-4247(03)00068-2
- [31] J. Susini, D. Labergerie, L. Zhang. *Rev. Sci. Instrum.*, **66** (2), 2229 (1995). DOI: 10.1063/1.1145715
- [32] R. Signorato, O. Hignette, J. Goulon. *J. Synchrotron Radiat.*, **5** (3), 797 (1998). DOI: 10.1107/S0909049597012843
- [33] Q.-M. Wang, X.-H. Du, B. Xu, L.E. Cross. *J. Appl. Phys.*, **85** (3), 1702 (1999). DOI: 10.1063/1.369314
- [34] S.G. Alcock, I. Nistea, J.P. Sutter, K. Sawhney, J.-J. Ferme, C. Thellier, L. Peverini. *J. Synchrotron Rad.*, **22** (1), 10 (2015). DOI: 10.1107/S1600577514020025
- [35] J.P. Sutter, S.G. Alcock, Y. Kashyap, I. Nistea, H. Wang, K. Sawhney. *J. Synchrotron Rad.*, **23** (6), 1333 (2016). DOI: 10.1107/S1600577516013308
- [36] Y. Zang, M. Li, S. Tang, J. Gao, W. Zhang, P. Zhu. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, **860** (1) 13 (2017). DOI: 10.1016/j.nima.2017.03.053
- [37] В.В. Грибок, А.С. Маркелов, В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов. *ПТЭ*, **62** (5), 119 (2019). DOI: 10.1134/S0032816219040256 [V.V. Gribko, A.S. Markelov, V.N. Trushin, E.V. Chuprunov. *Instruments and Experimental Techniques*, **62**, 703 (2019). DOI: 10.1134/S0020441219040183].
- [38] H.A.S. Mohd, Z.A.M. Ahmad. *Evolutions Mech. Eng.*, **2** (3), 000538 (2019). DOI: 10.31031/EME.2019.02.000538
- [39] H. Jung, D.-G. Gweon. *Rev. Sci. Instrum.*, **71** (4), 1896 (2000). DOI: 10.1063/1.1150559
- [40] С.Е. Александров, Е.А. Лямина, Н.М. Туан. *Прикладная механика и техническая физика*, **55** (4), 152 (2014). [S.E. Alexandrov, E.A. Lyamina, N.M. Tuan. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **55** (4) 682 (2014). DOI: 10.1134/S0021894414040142].
- [41] L. Prandtl. *Zangew. Math. Mech.*, **3**, 401 (1923).
- [42] А.Ю. Ишлинский, Д.Д. Ивлев. *Математическая теория пластичности* (Физматлит, М., 2001).
- [43] M. Rakotondrabe, C. Clévy, P. Lutz. *IEEE Trans. Control Syst. Technol.*, **7** (3), 440 (2010). DOI: 10.1109/TASE.2009.2028617
- [44] S.G. Alcock, I.-T. Nistea, V.G. Badami, R. Signorato, K. Sawhney. *Rev. Sci. Instrum.*, **90** (2), 021712 (2019). DOI: 10.1063/1.5060737
- [45] J.D. French, R.B. Cass. *Am. Ceram. Soc. Bull.*, **77** (5), 61 (1998).
- [46] L.J. Nelson, C.R. Bowen. *Key. Eng. Mater.*, **206–213**, 1509 (2002). DOI: 10.4028/www.scientific.net/KEM.206-213.1509
- [47] C.R. Bowen, R. Stevens, L.J.N.A.C. Dent, G. Dolman, B. Su, T.W. Button, M.G. Cain, M. Stewart. *Smart Mater. Struct.*, **15** (2), 295 (2006). DOI: 10.1088/0964-1726/15/2/008
- [48] M.P. Ulmer, X. Wang, J. Cao, S. Vaynman. *Proc. SPIE*, **8861**, 88611R (2013). DOI: 10.1117/12.2024217
- [49] M.P. Ulmer, X. Wang, P. Knapp, J.-L. Cao, Y. Cao, T. Karian, S. Grogans, M. Graham, S. Vaynman, Y. Yao. *Proc. SPIE*, **9208**, 920808 (2014). DOI: 10.1117/12.2062008

- [50] X. Wang, Y. Yao, J. Cao, S. Vaynman, M.E. Graham, T. Liu, M.P. Ulmer. *Proc. SPIE*, **9603**, 96031O (2015). DOI: 10.1117/12.2187070
- [51] A.K. Bastola, M. Hossain. *Materials & Design*, **211**, 110172 (2021). DOI: 10.1016/j.matdes.2021.110172
- [52] A. Khounsary, W. Yun. *Rev. Sci. Instrum.*, **67** (9), 3354 (1996). DOI: 10.1063/1.1147402
- [53] D. Cocco, C. Hardin, D. Morton, L. Lee, M.L. Ng, L. Zhang, L. Assoufid, W. Grizzoli, X. Shi, D.A. Walko, G. Cutler, K.A. Goldberg, A. Wojdyla, M. Idir, L. Huang, G. Dovillaire. *Opt. Express*, **28** (13), 19242 (2020). DOI: 10.1364/OE.394310
- [54] L. Zhang, D. Cocco, N. Kelez, D.S. Morton, V. Srinivasan, P.M. Stefan. *J. Synchrotron Rad.*, **22** (5), 1170 (2015). DOI: 10.1107/S1600577515013090
- [55] D. Laundry, V. Dhamgaye, T. Moxham, K. Sawhney. *Optica*, **6** (12), 1484 (2019). DOI: 10.1364/OPTICA.6.001484
- [56] B. Jenichen, R. Köhler, W. Möhling. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **21** (11), 1062 (1988). DOI: 10.1088/0022-3735/21/11/012
- [57] B. Jenichen, T. Wroblewski, R. Köhler. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28** (4A), A266 (1995). DOI: 10.1088/0022-3727/28/4A/052
- [58] M. Popovici, W.B. Yelon. *J. Appl. Cryst.*, **25** (4), 471 (1992). DOI: 10.1107/S0021889892000359
- [59] S. Stoupin, Z. Liu, S.M. Heald, D. Brewé, M. Meron. *J. Appl. Cryst.*, **48** (6), 1734 (2015). DOI: 10.1107/S1600577515017446
- [60] F. Seiboth, A. Schropp, M. Scholz, F. Wittwer, C. Rödel, M. Wünsche, T. Ullsperger, S. Nolte, J. Rahomäki, K. Parfeniukas, S. Giakoumidis, U. Vogt, U. Wagner, C. Rau, U. Boesenberg, J. Garrevoet, G. Falkenberg, E.C. Galtier, H. Ja Lee, B. Nagler, C.G. Schroer. *Nat. Commun.*, **8** (1), 14623 (2017). DOI: 10.1038/ncomms14623
- [61] K. Sawhney, D. Laundry, V. Dhamgaye, I. Pape. *Appl. Phys. Lett.*, **109** (5), 051904 (2016). DOI: 10.1063/1.4960593
- [62] D. Laundry, V. Dhamgaye, I. Pape, K.J. Sawhney. *Proc. SPIE*, **10386**, 103860B (2017). DOI: 10.1117/12.2275134
- [63] T. Kimura, S. Handa, H. Mimura, H. Yumoto, D. Yamakawa, S. Matsuyama, K. Inagaki, Y. Sano, K. Tamasaku, Y. Nishino, M. Yabashi, T. Ishikawa, K. Yamauchi. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **48** (7), 072503 (2009). DOI: 10.1143/JJAP.48.072503
- [64] H. Mimura, S. Handa, T. Kimura, H. Yumoto, D. Yamakawa, H. Yokoyama, S. Matsuyama, K. Inagaki, K. Yamamura, Y. Sano, K. Tamasaku, Y. Nishino, M. Yabashi, T. Ishikawa, K. Yamauchi. *Nat. Phys.*, **6** (2), 122 (2010). DOI: 10.1038/nphys1501
- [65] K. Yamauchi, H. Mimura, T. Kimura, H. Yumoto, S. Handa, S. Matsuyama, K. Arima, Y. Sano, K. Yamamura, K. Inagaki, H. Nakamori, J. Kim, K. Tamasaku, Y. Nishino, M. Yabashi, T. Ishikawa. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23** (39), 394206 (2011). DOI: 10.1088/0953-8984/23/39/394206
- [66] H. Mimura, T. Kimura, H. Yokoyama, H. Yumoto, S. Matsuyama, K. Tamasaku, Y. Koumura, M. Yabashi, T. Ishikawa, K. Yamauchi. *AIP Conf. Proc.*, **1365**, 13 (2011). DOI: 10.1063/1.3625294
- [67] C.L. Hardin, V.N. Srinivasan, L. Amores, N.M. Kelez, D.S. Morton, P.M. Stefan, J. Nicolas, L. Zhang, D. Cocco. *Proc. SPIE*, **9965**, 996505 (2016). DOI: 10.1117/12.2235825
- [68] W.N. Davis, P.B. Reid, D.A. Schwartz. *Proc. SPIE*, **7803**, 78030P (2010). DOI: 10.1117/12.862522
- [69] K.J.S. Sawhney, S.G. Alcock, R. Signorato. *Proc. SPIE*, **7803**, 780303 (2010). DOI: 10.1117/12.861593
- [70] P. Mercere, M. Idir, G. Dovillaire, X. Leveq, S. Bucourt, L. Escolano, P. Sauvageot. *Proc. SPIE*, **7803**, 780302 (2010). DOI: 10.1117/12.860990
- [71] C. Svetina, D. Cocco, A. Di Cicco, C. Fava, S. Gerusina, R. Gobessi, N. Mahne, C. Masciovecchio, E. Principi, L. Raimondi, L. Rumiz, R. Sergo, G. Sostero, D. Spiga, M. Zangrando. *Proc. SPIE*, **8503**, 850302 (2012). DOI: 10.1117/12.929701
- [72] L.A. Poyneer, N.F. Brejnholt, R. Hill, J. Jackson, L. Hagler, R. Celestre, J. Feng. *Rev. Sci. Instrum.*, **87** (5), 052003 (2016). DOI: 10.1063/1.4950739
- [73] J.P. Sutter, P.A. Chater, R. Signorato, D.S. Keeble, M.R. Hillman, M.G. Tucker, S.G. Alcock, I.-T. Nistea, J. Wilhelm. *Opt. Express*, **27** (11), 16121 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.016121
- [74] S.G. Alcock, J.P. Sutter, K.J.S. Sawhney, D.R. Hall, K. McAuley, T. Sorensen. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **710**, 87 (2013). DOI: 10.1016/j.nima.2012.10.135
- [75] T. Goto, S. Matsuyama, H. Hayashi, H. Yamaguchi, J. Sonoyama, K. Akiyama, H. Nakamori, Y. Sano, Y. Kohmura, M. Yabashi, T. Ishikawa, K. Yamauchi. *Opt. Express*, **26** (13), 17477 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.017477
- [76] S. Matsuyama, H. Yamaguchi, T. Inoue, Y. Nishioka, J. Yamada, Y. Sano, Y. Kohmura, M. Yabashi, T. Ishikawa, K. Yamauchi. *Opt. Express*, **29** (10), 15604 (2021). DOI: 10.1364/OE.422723
- [77] P. Kirkpatrick, A.V. Baez. *J. Opt. Soc. Am.* **38** (9), 766 (1948). DOI: 10.1364/JOSA.38.000766
- [78] M. Cianci, G. Bourenkov, G. Pompidor, I. Karpics, J. Kallio, I. Bento, M. Roessle, F. Cipriani, S. Fiedler, T.R. Schneider. *J. Synchrotron Rad.*, **24** (1), 323 (2017). DOI: 10.1107/S1600577516016465
- [79] T. Kimura, S. Matsuyama, K. Yamauchi, Y. Nishino. *Opt. Express*, **21** (8), 9267 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.009267
- [80] K.P. Singh. *J. Opt.*, **40** (3) 88 (2011). DOI: 10.1007/s12596-011-0040-2
- [81] A.-C. Probst, T. Döhring, M. Stollenwerk, M. Wen, L. Proserpio. *Proc. SPIE*, **10562**, 105621E (2016). DOI: 10.1117/12.2296167
- [82] E. Wille, M. Bavdaz. *Acta Astronautica*, **116** (9), 50 (2015). DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.06.011
- [83] R. Petre. *X-ray Opt. Instrum.*, **2010** (8), ID 412323 (2010). DOI: 10.1155/2010/412323
- [84] A. Winter, E. Breunig, P. Friedrich, L. Proserpio. *Proc. SPIE*, **10563**, 1056321 (2017). DOI: 10.1117/12.2304243
- [85] V. Cotroneo, R. Allured, C.T. DeRoo, K.L. Gurski, V. Marquez, P.B. Reid, E.D. Schwartz. *Proc. SPIE*, **10399**, 10399 (2017). DOI: 10.1117/12.2275738
- [86] V. Navalkar, K.P. Singh, M. J. Press. *Astrophys. Astron.*, **40** (3), 24 (2019). DOI: 10.1007/s12036-019-9592-3
- [87] S.L. O'Dell, T.L. Aldcroft, C. Atkins, T.W. Button, V. Cotroneo, W.N. Davis, P. Doel, C.H. Feldman, M.D. Freeman, M.V. Gubarev, R.L. Johnson-Wilke, J.J. Kolodziejczak, C.F. Lillie, A.G. Michette, B.D. Ramsey, P.B. Reid, D. Rodriguez Sanmartin, T.T. Saha, D.A. Schwartz, S.E. Trolhier-McKinstry, M.P. Ulmer, R.H.T. Wilke, R. Willingale, W.W. Zhang. *Proc. SPIE.*, **8503**, 850307 (2012). DOI: 10.1117/12.930090
- [88] P.B. Reid, S.S. Murray, S. Trolhier-McKinstry, M. Freeman, M. Juda, W. Podgorski, B. Ramsey, D. Schwartz. *Proc. SPIE*, **7011**, 70110V (2008). DOI: 10.1117/12.789371
- [89] W.W. Craig, C.J. Hailey, M. Jimenez-Garate, D.L. Windt. *Opt. Express*, **7** (4), 178 (2000). DOI: 10.1364/OE.7.000178

- [90] M. Elvis, R.J. Brissenden, G. Fabbiano, D.A. Schwartz, P. Reid, W. Podgorski, M. Eisenhower, M. Juda, J. Phillips, L. Cohen, S. Wolk. *Proc. SPIE*, **6266**, 62661K (2006). DOI: 10.1117/12.672072
- [91] C. Feldman, R. Willingale, C. Atkins, H. Wang, P. Doel, D. Brooks, S. Thompson, T. Button, D. Zhang, D. Rodriguez Sanmartin, A. James, C. Theobald. *Proc. SPIE*, **7011**, 70110Y (2008). DOI: 10.1117/12.788759
- [92] P.B. Reid, T.L. Aldcroft, V. Cotroneo, W. Davis, R. Johnson-Wilke, L. McMuldloch, B.D. Ramsey, D.A. Schwartz, S. Troler-McKinstry, A. Vikhlinin, H. Rudeger S., R.H.T. Wilke. *Proc. SPIE*, **8443**, 84430T (2012). DOI: 10.1117/12.926930
- [93] D. Spiga, M. Barbera, A. Collura, S. Basso, R. Candia, M. Civitani, M.S. Di Bella, G. Di Cicca, U. Lo Cicero, G. Lullo, C. Pellicciari, M. Riva, B. Salmaso, L. Sciortino, S. Varisco. *J. Synchrotron Rad.*, **23**(1), 59 (2016). DOI: 10.1107/S1600577515017142
- [94] C.T. DeRoo, R. Allured, V. Cotroneo, E.N. Hertz, V. Marquez, P.B. Reid, E.D. Schwartz, A.A. Vikhlinin, S. Troler-McKinstry, J. Walker, T.N. Jackson, T. Liu, M. Tendulkar. *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, **4**(1), 019004 (2018). DOI: 10.1117/1.JATIS.4.1.019004
- [95] J. Walker, T. Liu, M. Tendulkar, D.N. Burrows, C.T. DeRoo, R. Allured, E.N. Hertz, V. Cotroneo, P.B. Reid, E.D. Schwartz, T.N. Jackson, S. Troler-McKinstry. *Opt. Express*, **26**(21), 27757 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.027757
- [96] W.W. Zhang, K.D. Allgood, M.P. Biskach, K.-W. Chan, M. Hlinka, J.D. Kearney, J.R. Mazzarella, R.S. McClelland, Ai Numata, R.E. Riveros, T.T. Saha, P.M. Solly. *Proc. SPIE*, **11119**, 1111907 (2019). DOI: 10.1117/12.2530284
- [97] M.C. Weisskopf, J. Gaskin, H. Tananbaum, A. Vikhlinin. *Proc. SPIE*, **9510**, 951002 (2015). DOI: 10.1117/12.2185084
- [98] J.M. Roche, R.F. Elsner, B.D. Ramsey, S.L. O'Dell, J.J. Kolodziejczak, M.C. Weisskopf, M.V. Gubarev. *Proc. SPIE*, **9965**, 99650I (2016). DOI: 10.1117/12.2238171
- [99] D.A. Schwartz, R. Allured, J.A. Bookbinder, V. Cotroneo, W.R. Forman, M.D. Freeman, S. McMuldloch, P.B. Reid, H. Tananbaum, A.A. Vikhlinin, R.L. Johnson-Wilke, S.E. Troler-McKinstry, R.H.T. Wilke, T.N. Jackson, J. Israel Ramirez, M.V. Gubarev, J.J. Kolodziejczak, S.L. O'Dell, B.D. Ramsey. *Proc. SPIE*, **9208**, 920806 (2014). DOI: 10.1117/12.2063469
- [100] R.L. Johnson-Wilke, R.H.T. Wilke, M.L. Wallace, J.I. Ramirez, Z. Prieskorn, J. Nikoleyczik, V. Cotroneo, R. Allured, D.A. Schwartz, S. McMuldloch, P.B. Reid, D.N. Burrows, T.N. Jackson, S. Troler-McKinstry. *Proc. SPIE*, **9208**, 920809 (2014). DOI: 10.1117/12.2063369
- [101] H. Wang, J. Sutter, K. Sawhney. *Opt. Express*, **23**(2), 1605 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.001605
- [102] H. Wang, K. Sawhney, S. Berujon, J. Sutter, S.G. Alcock, U. Wagner, C. Rau. *Opt. Lett.*, **39**(8), 2518 (2014). DOI: 10.1364/OL.39.002518
- [103] H. Wang, S. Berujon, J. Sutter, S.G. Alcock, K. Sawhney. *Proc. SPIE*, **9206**, 920608 (2014). DOI: 10.1117/12.2062828
- [104] D. Cocco, M. Idir, D. Morton, L. Raimondi, M. Zangrando. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **907**, 105 (2018). DOI: 10.1016/j.nima.2018.03.026
- [105] O. Soloviev, G. Vdovin. *Opt. Express*, **13**(23), 9570 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.009570
- [106] A. Polo, V. Kutchoukov, F. Bociort, S.F. Pereira, H.P. Urbach. *Opt. Express*, **20**(7), 7822 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.007822
- [107] M. Rais, J.-M. Morel, C. Thiebaud, J.-M. Delvit, G. Facciolo. *Appl. Opt.*, **55**(28) 7836 (2016). DOI: 10.1364/AO.55.007836
- [108] M. Aftab, H. Choi, R. Liang, D. Wook Kim. *Opt. Express*, **26**(26), 34428 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.034428
- [109] J. Susini, G. Marot, L. Zhang. *Rev. Sci. Instrum.*, **63**(1), 489 (1992). DOI: 10.1063/1.1142740
- [110] O. de La Rochefoucauld, G. Dovillaire, F. Harms, M. Idir, L. Huang, X. Levecq, M. Piponnier, P. Zeitoun. *Sensors*, **21**(3), 874 (2021). DOI: 10.3390/s21030874
- [111] B.C. Platt, R. Shack. *J. Refract. Surg.*, **17**(5), S573 (2001). DOI: 10.3928/1081-597X-20010901-13
- [112] K.L. Baker, J. Brase, M. Kartz, S.S. Olivier, B. Sawvel, J. Tucker. *Opt. Lett.*, **28**(3), 149 (2003). DOI: 10.1364/ol.28.000149
- [113] S.C. Mayo, B. Sexton. *Opt. Lett.*, **29**(8), 866 (2004). DOI: 10.1364/ol.29.000866
- [114] S. Reich, T. dos Santos Rolo, A. Letzel, T. Baumbach, A. Plech. *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 151903 (2018). DOI: 10.1063/1.5022748
- [115] H.F. Talbot. *Phil. Mag.*, **9**, 401 (1836).
- [116] K. Banaszek, K. Wodkiewicz, W.P. Schleich. *Opt. Express*, **2**(5), 169 (1998). DOI: 10.1364/OE.2.000169
- [117] T. Weitkamp, C. David, C. Kottler, O. Bunk, F. Pfeiffer. *Proc. SPIE*, **6318**, 63180S (2006). DOI: 10.1117/12.683851
- [118] Y. Kayser, C. David, U. Flechsig, J. Krempasky, V. Schlott, R. Abela. *J. Synchrotron Rad.*, **24**(1), 150 (2017). DOI: 10.1107/S1600577516017562
- [119] T. Weitkamp, B. Nöhammer, A. Diaz, C. David, E. Ziegler. *Appl. Phys. Lett.*, **86**(5), 054101 (2005). DOI: 10.1063/1.1857066
- [120] A. Diaz, C. Mocuta, J. Stangl, M. Keplinger, T. Weitkamp, F. Pfeiffer, C. David, T.H. Metzger, G. Bauer. *J. Synchrotron Radiat.*, **17**(3), 299 (2010). DOI: 10.1107/S0909049510004644
- [121] H. Wang, K. Sawhney, S. Berujon, E. Ziegler, S. Rutishauser, C. David. *Opt. Express*, **19**(17), 16550 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.016550
- [122] S. Rutishauser, L. Samoylova, J. Krzywinski, O. Bunk, J. Grunert, H. Sinn, M. Cammarata, D.M. Fritz, C. David. *Nat. Commun.*, **3**(1), 947 (2012). DOI: 10.1038/ncomms1950
- [123] W. Grizzoli, X. Shi, L. Assoufid, L.G. Butler. *AIP Conf. Proc.*, **2054**(1), 060017 (2019). DOI: 10.1063/1.5084648
- [124] S. Zhao, Y. Yang, Y. Shen, G. Cheng, Y. Wang, Q. Wang, L. Zhang, K. Wang. *Opt. Express*, **29**(14), 22704 (2021). DOI: 10.1364/OE.430269
- [125] M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi. *J. Opt. Soc. Am.*, **72**(1), 156 (1982). DOI: 10.1364/JOSA.72.000156
- [126] T. Weitkamp, A. Diaz, B. Nöhammer, F. Pfeiffer, M. Stamparoni, E. Ziegler, C. David. *Proc. SPIE*, **5533**, 140 (2004). DOI: 10.1117/12.559695
- [127] S. Yuan, K. Goldberg, V.V. Yashchuk, R. Celestre, W.R. McKinney, G. Morrison, J. Macdougall, I. Mochi, T. Warwick. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **635**(1), S58 (2011). DOI: 10.1016/J.NIMA.2010.09.120
- [128] I. Zanette, T. Weitkamp, T. Donath, S. Rutishauser, Ch. David. *Phys. Rev. Lett.*, **105**(24), 248102 (2010). DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.105.248102
- [129] S. Rutishauser, I. Zanette, T. Weitkamp, T. Donath, C. David. *Appl. Phys. Lett.*, **99**(22), 221104 (2011). DOI: 10.1063/1.3665063

- [130] S. Berujon, E. Ziegler. *Opt. Lett.*, **37** (21), 4464 (2012). DOI: 10.1364/OL.37.004464
- [131] S. Matsuyama, H. Yokoyama, R. Fukui, Y. Kohmura, K. Tamasaku, M. Yabashi, W. Yashiro, A. Momose, T. Ishikawa, K. Yamauchi. *Opt. Express*, **20** (22), 24977 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.024977
- [132] D.J. Merthe, K.A. Goldberg, V.V. Yashchuk, W.R. McKinney, R. Celestre, I. Mochi, J. MacDougall, G.Y. Morrison, S.B. Rekawa, E. Anderson, B.V. Smith, E.E. Domning, H. Padmore. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **710**, 82 (2013). DOI: 10.1016/j.nima.2012.10.105
- [133] S. Marathe, X. Shi, A.M. Khounsary, M.J. Wojcik, N.G. Kujala, A.T. Macrander, L. Assoufid. *Proc. SPIE*, **9208**, 92050D (2014). DOI: 10.1117/12.2062460
- [134] K. Yamauchi, M. Yabashi, H. Ohashi, T. Koyamac, T. Ishikawa. *J. Synchrotron Rad.*, **22** (3), 592 (2015). DOI: 10.1107/S1600577515005093
- [135] M. Giglio, D. Brogioli, M.A.C. Potenza, A. Vailati. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **6** (7), 1547 (2004). DOI: 10.1039/b314600f
- [136] S. Berujon, E. Ziegler, R. Cerbino, L. Peverini. *Phys. Rev. Lett.*, **108** (15), 158102 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.158102
- [137] R. Cerbino, L. Peverini, M.A.C. Potenza, A. Robert, P. Bösecke, M. Giglio. *Nat. Phys.*, **4** (3), 238 (2008). DOI: 10.1038/nphys837
- [138] S. Berujon, H. Wang, K.J.S. Sawhney. *J. Physics: Conf. Series*, **425** (5), 052020 (2013). DOI: 10.1088/1742-6596/425/5/052020
- [139] K. Sawhney, S. Alcock, J. Sutter, S. Berujon, H. Wang, R. Signorato. *J. Physics: Conf. Series*, **425** (5), 052026 (2013). DOI: 10.1088/1742-6596/425/5/052026
- [140] S. Berujon, H. Wang, S. Alcock, K. Sawhney. *Opt. Express*, **22** (6), 6438 (2014). DOI: 10.1364/OE.22.006438
- [141] H. Wang, Y. Kashyap, K. Sawhney. *Opt. Express*, **23** (18), 23310 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.023310
- [142] Y. Kashyap, H. Wang, K. Sawhney. *Rev. Sci. Instrum.*, **87** (5), 052001 (2016). DOI: 10.1063/1.4949004
- [143] H. Wang, T. Zhou, Y. Kashyap, K. Sawhney. *Proc. SPIE*, **10388**, 103880I (2017). DOI: 10.1117/12.2274781
- [144] L. Xue, H. Luo, Q. Diao, F. Yang, J. Wang, Z. Li. *Sensors*, **20** (22), 6660 (2020). DOI: 10.3390/s20226660
- [145] S. Berujon, R. Cojocar, P. Piault, R. Celestre, T. Roth, R. Barrett, E. Ziegler. *J. Synchrotron Rad.*, **27** (2), 284 (2020). DOI: 10.1107/S1600577520000491
- [146] B. Pan, K. Qian, H. Xie, A. Asundi. *Meas. Sci. Technol.*, **20** (6), 062001 (2009). DOI: 10.1088/0957-0233/20/6/062001
- [147] S. Berujon, H. Wang, I. Pape, K. Sawhney. *Appl. Phys. Lett.*, **102** (15), 154105 (2013). DOI: 10.1063/1.4802729
- [148] C. Kottler, C. David, F. Pfeiffer, O. Bunk. *Opt. Express*, **15** (3), 1175 (2007). DOI: 10.1364/oe.15.001175
- [149] Y. Kashyap, Wang H., K. Sawhney. *J. Synchrotron Rad.*, **23** (5), 1131 (2016). DOI: 10.1107/S1600577516012509
- [150] T. Zhou, H. Wang, O. Fox, K. Sawhney. *Opt. Express*, **26** (21), 26961 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.026961
- [151] W.H. Southwell. *J. Opt. Soc. Am.*, **70** (8), 998 (1980). DOI: 10.1364/JOSA.70.000998
- [152] R.T. Frankot, R. Chellappa. *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.* **10** (4), 439 (1988). DOI: 10.1109/34.3909
- [153] S. Berujon, R. Cojocar, P. Piault, R. Celestre, T. Roth, R. Barrett, E. Ziegler. *J. Synchrotron Rad.*, **27** (2), 293 (2020). DOI: 10.1107/S1600577520000508
- [154] F. Pfeiffer. *Nat. Photonics*, **12** (1), 9 (2018). DOI: 10.1038/s41566-017-0072-5
- [155] A. Schropp, P. Boye, J.M. Feldkamp, R. Hoppe, J. Patommel, D. Samberg, S. Stephan, K. Giewekemeyer, R.N. Wilke, T. Salditt, J. Gulden, A.P. Mancuso, I.A. Vartanyants, E. Weckert, S. Schöder, M. Burghammer, C.G. Schroer. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (9), 091102 (2010). DOI: 10.1063/1.3332591
- [156] C.M. Kewish, P. Thibault, M. Dierolf, O. Bunk, A. Menzel, J. Vila-Comamala, K. Jefimovs, F. Pfeiffer. *Ultramicroscopy*, **110** (4), 325 (2010). DOI: 10.1016/j.ultramic.2010.01.004
- [157] S. Hoening, R. Hoppe, J. Patommel, A. Schropp, S. Stephan, S. Schöder, M. Burghammer, C.G. Schroer. *Opt. Express*, **19** (17), 16324 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.016324
- [158] P. Thibault, M. Dierolf, A. Menzel, O. Bunk, C. David, F. Pfeiffer. *Science*, **321** (5887), 379 (2008). DOI: 10.1126/science.1158573
- [159] P. Thibault, M. Dierolf, O. Bunk, A. Menzel, F. Pfeiffer. *Ultramicroscopy*, **109** (4), 338 (2009). DOI: 10.1016/j.ultramic.2008.12.011
- [160] A.M. Maiden, J.M. Rodenburg. *Ultramicroscopy*, **109** (10), 1256 (2009). DOI: 10.1016/j.ultramic.2009.05.012
- [161] E.T.B. Skjønsvell, Y. Chushkin, F. Zontone, N. Patil, A. Gibaud, D.W. Breiby. *Opt. Express*, **24** (10), 10710 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.010710
- [162] K. Sawhney, H. Wang, J. Sutter, S. Alcock, S. Berujon. *Synchrotron Rad. News*, **26** (5), 17 (2013). DOI: 10.1080/08940886.2013.832586
- [163] M. Idir, P. Mercere, M.H. Modi, G. Dovillaire, X. Levecq, S. Bucourt, L. Escolano, P. Sauvageot. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **616** (2–3), 162 (2010). DOI: 10.1016/j.nima.2009.10.168
- [164] J. Susini, R. Baker, M. Krumrey, W. Schwegle, A. Kvick. *Rev. Sci. Instrum.*, **66** (2), 2048 (1995). DOI: 10.1063/1.1145725
- [165] E. Abruña, V.G. Badami, L. Huang, M. Idir. *Proc. SPIE*, **10761**, 107610H (2018). DOI: 10.1117/12.2323698
- [166] V.G. Badami, E. Abruña, L. Huang, M. Idir. *Rev. Sci. Instrum.*, **90** (2), 021703 (2019). DOI: 10.1063/1.5060954
- [167] А.Г. Полещук, В.Н. Хомутов, А.Е. Магочкин, Р.К. Насыров, В.В. Черкашин. *Фотоника*, (4), 38 (2016). [A.G. Poleshchuk, V.N. Khomutov, A.E. Matochkin, R.K. Nasyrov, V.V. Cherkashin. *Photonics*, (4), 38 (2016)]. DOI: 10.22184/1993-7296.2016.58.4.38.50
- [168] F. Zamkotsian, P. Lanzoni, R. Barette, M. Helmbrecht, F. Marchis, A. Teichman. *Micromachines*, **8** (8), 233 (2017). DOI: 10.3390/mi8080233
- [169] W. Grizolli, X. Shi, T. Kolodziej, Y. Shvyd'ko, L. Assoufid. *Proc. SPIE*, **10385**, 1038502 (2017). DOI: 10.1117/12.2274023
- [170] S.P. Kearney, L. Assoufid, W. Grizolli, T. Kolodziej, K. Lang, A. Macrander. *Proc. MEDSI 2018 Conference*, 394 (2018). DOI: 10.18429/JACoW-MEDSI2018-THPH27
- [171] K.A. Goldberg, A. Wojdyla, D. Bryant, W. Chao, D. Cocco, C. Hardin, D. Morton, M.L. Ng, L. Lee, L. Assoufid, W. Grizolli, X. Shi, S.P. Kearney, M. Wojcik, Y. Shvyd'ko, D. Shu, M. Idir, L. Huang. *Proc. SPIE*, **11109**, 111090C (2019). DOI: 10.1117/12.2530817
- [172] S. Duan, J. Wu, J. Xia, W. Lei. *Sensors*, **20** (10), 2820 (2020). DOI: 10.3390/s20102820065-22