

Рентгеновская оптика дифракционного качества: технология, метрология, применения

Н.И. Чхало, И.В. Малышев, А.Е. Пестов,
В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов

Прогресс в технологии изготовления многослойных интерференционных зеркал нормального падения позволяет распространить традиционные для оптики методы микроскопии, астрономии и литографии в вакуумный ультрафиолетовый (ВУФ) диапазон (длины волн 10–200 нм) и длинноволновую часть мягкого рентгеновского (МР) диапазона (длины волн 2–10 нм). Благодаря короткой волне и особенностям её взаимодействия с веществом излучение этих диапазонов предоставляет уникальные возможности для нанопластики, нанотехнологии и нанодиагностики вещества. Для использования преимуществ короткой волны в полном объёме необходима оптика дифракционного качества, точность которой должна быть как минимум на два порядка выше точности традиционной оптики. Дается анализ реальных возможностей традиционных методов изготовления и изучения прецизионных оптических элементов, сообщается о развиваемых в Институте физики микроструктур РАН методах изготовления и характеристики оптики дифракционного качества для ВУФ- и МР-диапазонов. Приводятся примеры применения такой оптики для задач внеземной астрономии, рентгеновской микроскопии и литографии.

Ключевые слова: многослойное рентгеновское зеркало, оптика дифракционного качества, интерферометрия, асферическая поверхность, ионное травление, шероховатость, рентгеновская микроскопия, астрономия, литография

PACS number: 06.30. – k

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.05.038601>

Содержание

1. Введение (74).
 2. Методы измерения формы поверхности зеркал и аберраций оптических систем (75).
 3. Методы измерения шероховатости (77).
 4. Изготовление и формообразование сверхточных подложек (79).
 5. Применение разработанных оптических устройств в науке и технике (81).
5.1. Оптика для изучения короны Солнца. 5.2. Модифицированная схема Шмидта–Кассегрена полнозеркального ультрафиолетового и вакуумно-ультрафиолетового телескопа. 5.3. Микроскопия в мягком рентгеновском диапазоне. 5.4. Безмасочная рентгеновская литография.
 6. Заключение (90).
- Список литературы (90).

1. Введение

Интерес к вакуумному ультрафиолетовому (ВУФ) (длины волн 10–200 нм) и мягкому рентгеновскому (МР)

(длины волн 1–10 нм) излучению обусловлен рядом причин. Малая длина волны в принципе позволяет получать нанометровое пространственное разрешение, что востребовано в микроскопии и литографии [1, 2]. В данном диапазоне находятся внутриатомные переходы, излучение ионов примесей высокотемпературной плазмы и максимум излучения короны Солнца [3]. Это позволяет достаточно оперативно и с высокой точностью проводить химический анализ вещества, в том числе лёгких элементов, осуществлять диагностику плазмы, прежде всего в термоядерных исследованиях. Изображающая спектроскопия короны Солнца является основным методом фундаментальных исследований физики Солнца. В ВУФ-диапазоне Земля из космоса выглядит "чёрной", поэтому атмосферные помехи (за исключением молний) и солнечный свет не препятствуют обнаружению даже слабосветящихся в этом диапазоне объектов в ближнем космосе. Последнее свойство востребовано в гиперспектральной аппаратуре дистанционного зондирования Земли, в системах контроля за движущимися объектами в ближнем космосе [4–6]. Этот далеко не полный перечень указывает на широчайшую область применений ВУФ- и МР-излучения в самых разных областях науки, техники и технологии.

Однако в течение длительного времени не удавалось получить в рентгеновском диапазоне пространственного разрешения (δx), сравнимого с длиной волны (λ), $\delta x \approx \lambda$. Это связано с особенностями взаимодействия рентгеновского излучения с веществом, проявляющимися в физических ограничениях возможностей оптических элемен-

Н.И. Чхало (*), И.В. Малышев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников,
Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов
Институт физики микроструктур РАН,
ул. Ульянова 46, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация
E-mail: (*) chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Статья поступила 4 июля 2019 г.

тов. Так как в интересующем нас диапазоне преломляющая оптика из-за сильного поглощения неприменима, для построения изображений можно использовать только зеркальную и дифракционную (зонные пластинки Френеля) оптику.

Разрешение френелевской оптики ограничено относительно небольшими числовыми апертурами, $NA \leq 0,1$. Для френелевской оптики характерны низкие геометрическая и угловая апертуры, невысокая дифракционная эффективность, хроматические аберрации [7]. По этим причинам область применения френелевской оптики фактически ограничивается микроскопией [8–13].

Существенно более широкое распространение в астрономии и литографии получила зеркальная рентгеновская оптика как скользящего, так и нормального падения. Рабочие углы зеркал скользящего падения ограничены углом полного внешнего отражения, и в МР-диапазоне они, как правило, лежат в области $3–6^\circ$ [14]. Пространственное разрешение таких зеркал ограничено как относительно невысокой числовой апертурой, $NA \sim 0,1$, так и значительными аберрациями зеркал при скользящих углах падения.

Принципиально новые возможности достижения нанометрового разрешения предоставляют многослойные интерференционные зеркала нормального падения. Их практическое использование стало возможным благодаря достигнутому в последние годы прогрессу в технологии напыления многослойных структур с периодом, равным половине длины волны излучения. Полученные в настоящее время различными группами коэффициенты отражения в области длин волн $2,4–30$ нм лежат в диапазоне $10–72\%$ [15–18], что позволяет создавать различные изображающие схемы.

Основной проблемой, препятствующей реализации возможностей многослойной оптики по достижению разрешения порядка длины волны, являются предельно жёсткие требования к качеству подложек для зеркал. Так как интересующие нас длины волн на $1–2$ порядка меньше, чем в оптическом диапазоне, соответственно возрастают требования к шероховатости и точности формы. Если в оптике допустимы значения на уровне нескольких десятков нанометров, то в МР-диапазоне — на уровне $0,1–0,2$ нм. Как показывает анализ (см., например, [19, 20]), помимо необходимых "сверхточности" и "сверхгладкости" подложек для зеркал, имеется ряд дополнительных требований, усложняющих изготовление зеркал. В частности, на качество изображений влияют шероховатости (неровности, дефекты поверхности) в широком (девять порядков) диапазоне пространственных частот (в латеральной шкале — от 1 нм до размера зеркала). Низкочастотные шероховатости с латеральными размерами 1 мм — 1 м, как правило, приводят к искажению изображения как целого. Наибольшее влияние на разрешающую способность оказывают средние частоты (латеральные размеры 1 мкм — 1 мм), так как рассеянные на этих частотах волны попадают в брэгговский пик отражения многослойного зеркала и, соответственно, испытывают интерференционное усиление, как и зеркально отражённые. Это приводит к сильному размытию краёв изображения. Рассеянные на высокочастотной шероховатости волны распространяются вне брэгговского пика, их интенсивность мала (интегрально не более нескольких процентов), поэтому они не влияют на разрешение, а лишь приводят к уменьшению освещённости

изображения. Спецификой оптики для МР- и ВУФ-диапазонов является также то, что, поскольку коэффициенты отражения часто существенно меньше единицы, а лабораторные источники излучения относительно слабы, число зеркал в схеме должно быть минимальным. Поэтому, чтобы достичь высокого разрешения и больших полей зрения, необходимо использовать асферические зеркала. Причём классические эллипсоиды, параболоиды и гиперболоиды, т.е. фигуры второго порядка, в данном случае уже не годятся. Необходима асферика более высоких порядков [21–24].

Таким образом, изготовление необходимой оптики потребовало ревизии возможностей традиционных методов метрологии и обработки (полировка, асферизация) поверхности оптических элементов, а также адаптации, по возможности, методов решения этих задач, а там, где такая адаптация невозможна, — разработки новых методов, удовлетворяющих требованиям к оптике дифракционного качества для ВУФ- и МР-диапазонов.

В настоящей статье описываются подходы, развиваемые по указанным трём направлениям. Приводятся результаты исследований авторов и примеры применения этой оптики для изучения короны Солнца, дистанционного зондирования околоземного пространства, микроскопии и литографии в ВУФ- и МР-диапазонах.

2. Методы измерения формы поверхности зеркал и аберраций оптических систем

Условно ошибки формы поверхности называют длинноволновыми шероховатостями, латеральный размер которых лежит в диапазоне от диаметра исследуемой детали до 1 мм. Традиционно длинноволновые шероховатости оптических элементов и аберрации оптических систем измеряются с помощью интерферометров, в которых сравниваются фронты, отражённые от исследуемой детали и эталона [25]. Абсолютная точность измерений интерферометров, представленных на рынке, несмотря на высокую, до $\lambda/1000–\lambda/3000$ по параметру среднеквадратического отклонения (СКО), относительную точность измерений [26], редко превосходит $\lambda/20–\lambda/50$. Причинами этого являются: несовершенство коммерчески доступных эталонов; их деформация в процессе установки в приборы и вследствие гравитации; старение металлических оправ, сопровождающееся перераспределением механических напряжений; прохождение рабочего (отражённого от исследуемого объекта) и эталонного фронтов через оптические элементы интерферометра, в которых происходит неконтролируемый набег фазы, и др.

Для достижения требуемых точностей измерений "идеальный" интерферометр не должен использовать эталоны — он должен обеспечивать "самокалибровку". Идею безэталонной интерферометрии выдвинул В.П. Линник ещё в 1930-х годах [27], предложив использовать в качестве эталонной сферическую волну, возникающую при дифракции света на малом отверстии в непрозрачном экране (плёнке). Простейшие расчёты, выполненные в рамках скалярной теории дифракции, для сверхпроводящего материала показывают, что в пределах дифракционных пиков (в случае $\lambda/d > 1$, где d — диаметр отверстия, наблюдается один пик, а для $\lambda/d \leq 1$ — несколько) фазовый фронт остаётся "идеально" сферическим, несмотря на сильную угловую зависи-

мость интенсивности. Интерферометры такого типа получили название интерферометров с дифракционной волной сравнения (ИДВС). Самокалибровка ИДВС может производиться по интерференции когерентных волн от двух близко расположенных отверстий [28].

Ввиду сложности работы с ИДВС далее этот вопрос будет ещё обсуждаться. ИДВС получили развитие только с середины 1990-х годов в связи с проблемой проекционной литографии на длине волны $\lambda = 13,5$ нм. Впервые субнанометровая точность измерений ИДВС была продемонстрирована в [29], где для формирования эталонной сферической волны использовалась дифракция света на выходе одномодового оптического волокна с отполированным торцом. Однако из-за относительно большого диаметра кора волокна, $d \approx 4$ мкм, рабочая апертура интерферометра оказалась крайне малой, что сильно ограничило дальнейшее развитие ИДВС такого типа.

Развитие получили ИДВС с отверстием в качестве источника сферической волны [30–33]. Во многом этому способствовали успехи в микролитографии, позволяющие получать высококачественные отверстия субмикрометровых диаметров. Однако и теоретические исследования, и опыт практического применения интерферометров такого типа показали наличие ряда физических и технологических факторов, ограничивающих как точность измерений, так и область применения.

К фундаментальным факторам, влияющим на aberrации дифрагированной на отверстии в металлическом экране волны, относятся взаимодействие вторичных волн с материалом отверстия, проявляющееся, в частности, в прохождении света через края отверстия в пределах толщины скин-слоя, и возбуждение плазмон-поляритонов. Шероховатости края отверстия, поляризационные эффекты также влияют на aberrации генерируемого волнового фронта. Подробнее эти эффекты описаны в [31, 34, 35].

Проблемы эксплуатации ИДВС заключаются в сильной чувствительности, буквально на уровне нескольких сотен нанометров, aberrаций дифрагированной волны к точности совмещения осей сфокусированного лазерного пучка и отверстия и к aberrациям линз, фокусирующих лазерное излучение на отверстие [31, 36]. Проблема осложняется ещё и тем, что указанные факторы, особенно первый, мало контролируемы на практике. Это привело к тому, что, несмотря на высокую точность измерений, в течение более чем 20 лет так и не был создан ИДВС для промышленных применений.

С целью минимизации указанных выше проблем мы развиваем интерферометрию с дифракционной волной сравнения на основе предложенного в [37] источника эталонной сферической волны. Источник представляет собой одномодовое оптическое волокно с металлизированным по образующей конусом и субволновой выходной апертурой (рис. 1). В основе этого подхода лежит описанный в [38] эффект, заключающийся в том, что для прецизионных измерений даже при увеличении выходной апертуры важны не только низкие aberrации, но и наличие оптимальной интенсивности волнового фронта, при которой интенсивность вышедшей волны уже достаточна для надёжной работы детектора, причём на выходе имеется ещё только одна мода. Aberrации дифрагированной волны, а также ошибки, вносимые регистрирующей оптической системой, измеряются в прямом опыте

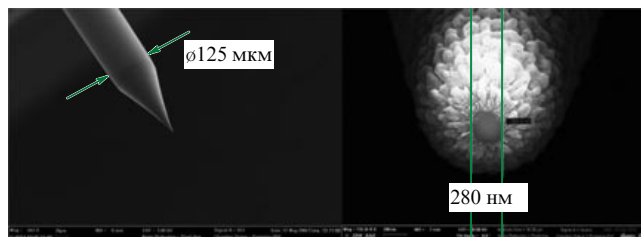


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения источника эталонной сферической волны на основе одномодового оптического волокна с субволновой выходной апертурой.

Юнга, что позволяет отнести рассматриваемый метод к классу так называемых *первопринципных*. На сегодня этот источник обладает рекордно низкими aberrациями волнового фронта [39].

Так как на данном уровне точности большое влияние оказывают гравитационные искажения формы, оптика должна проходить аттестацию в своём рабочем положении по отношению к гравитационному полю Земли. Поэтому мы разработали серию интерферометров, различающихся длиной оптических столов и ориентацией оптической оси. На рисунке 2 приведена фотография трёх интерферометров. Длина оптического стола самого большого интерферометра 4,8 м. Для систем с большим фокусом необходимо использовать корректоры волновых фронтов либо поворотные элементы, требующие специальных калибровок.

Главной особенностью интерферометров является широкое использование оптоволоконных технологий. Делители пучков, контроллеры поляризации, линии задержки и проводники световых лучей, модуляторы фазы выполнены по оптоволоконным технологиям. Фактически функцию интерферометра выполняют один (при необходимости два) источник эталонной сферической волны и видеокамера для регистрации интерферограммы. Лазер и остальные оптические элементы могут быть отнесены на достаточно большое расстояние и связаны с источниками сферической волны оптоволокон-

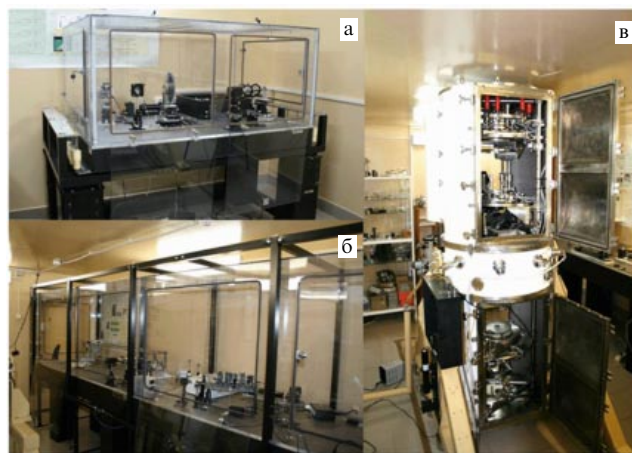


Рис. 2. Фотографии интерферометров: (а) горизонтальный с оптическим столом 900 × 1450 мм, (б) горизонтальный со столом 900 × 4800 мм, (в) вертикальный вакуумный интерферометр, позволяющий измерять детали диаметром до 450 мм и радиусом кривизны до 1400 мм.

ными проводами. Эта особенность интерферометра предоставляет исследователям уникальные возможности. Интерферометрическая часть может быть помещена даже внутри малогабаритных приборов, в вакуумные камеры, где непосредственно нужно контролировать aberrации оптики. Измерения могут проводиться внутри различных климатических комнат, где температура сверху ограничена только работоспособностью видеокамеры.

Многолетний опыт применения этих интерферометров показал их высокие технические характеристики, надёжность, простоту эксплуатации и возможность создания таких приборов для индустрии. В настоящее время мы завершаем создание первого в мире безэталоного интерферометра с дифракционной волной сравнения для индустрии. Прибор достаточно компактен (его размеры $600 \times 400 \times 300$ мм), и он может эксплуатироваться при обеих ориентациях оптической оси по отношению к гравитационному полю Земли.

3. Методы измерения шероховатости

Как отмечалось в разделе 2, шероховатости целесообразно разделить по степени влияния их различных латеральных масштабов на разрешение оптических систем на два поддиапазона: среднечастотные, с латеральными размерами 1 мкм – 1 мм, и высокочастотные, с латеральными размерами менее 1 мкм. Для измерения среднечастотных шероховатостей традиционно используют интерферометры белого света (ИБС) [20, 40]. Для измерения высокочастотных шероховатостей применяются атомные силовые микроскопы (АСМ) [41]. Несмотря на широкое применение методов ИБС и АСМ, а также на хорошее согласие результатов измерений этими методами в области пересечения их рабочих диапазонов (см., например, [42, 43]), в ряде работ указывается на сильное расхождение результатов измерений, проведённых этими методами [44, 45]. Причины могут быть самыми разными. Например, при изучении протравленных ионами аргона кремниевых пластин, на поверхности которых появились поры микрометровых/субмикрометровых размеров, на порядок увеличивающие шероховатость поверхности, они не повлияли из-за ограниченного латерального разрешения ИБС на результаты измерений шероховатости [46].

Кроме того, на результаты измерений ИБС оказывают влияние шумы пьезокерамического сканера и механические вибрации и, конечно, качество эталона, который также имеет собственную шероховатость [47]. Очевидно, что влияние систематических ошибок ИБС на результаты измерений шероховатостей возрастает по мере улучшения качества исследуемой поверхности.

На рисунке 3 приведены функции спектральной плотности мощности шероховатостей (Power Spectral Density, PSD) подложек из плавленого кварца с различными эффективными шероховатостями σ_{eff} , которые получают интегрированием PSD-функции: $\sigma_{\text{eff}} = 1,40$ нм (рис. 3а), $\sigma_{\text{eff}} = 0,33$ нм (рис. 3б) и $\sigma_{\text{eff}} = 0,24$ нм (рис. 3в). Красные кривые соответствуют АСМ, кадр 2×2 мкм, кружки — АСМ, кадр 40×40 мкм, жирная чёрная кривая соответствует ИБС, кривая с квадратами — диффузному рассеянию рентгеновского излучения (ДРРИ). Из рисунка видно, что если для подложки с $\sigma_{\text{eff}} = 1,40$ нм наблюдается хорошее согласие результатов измерений в области пересечения рабочих диапазонов всех методов, то по

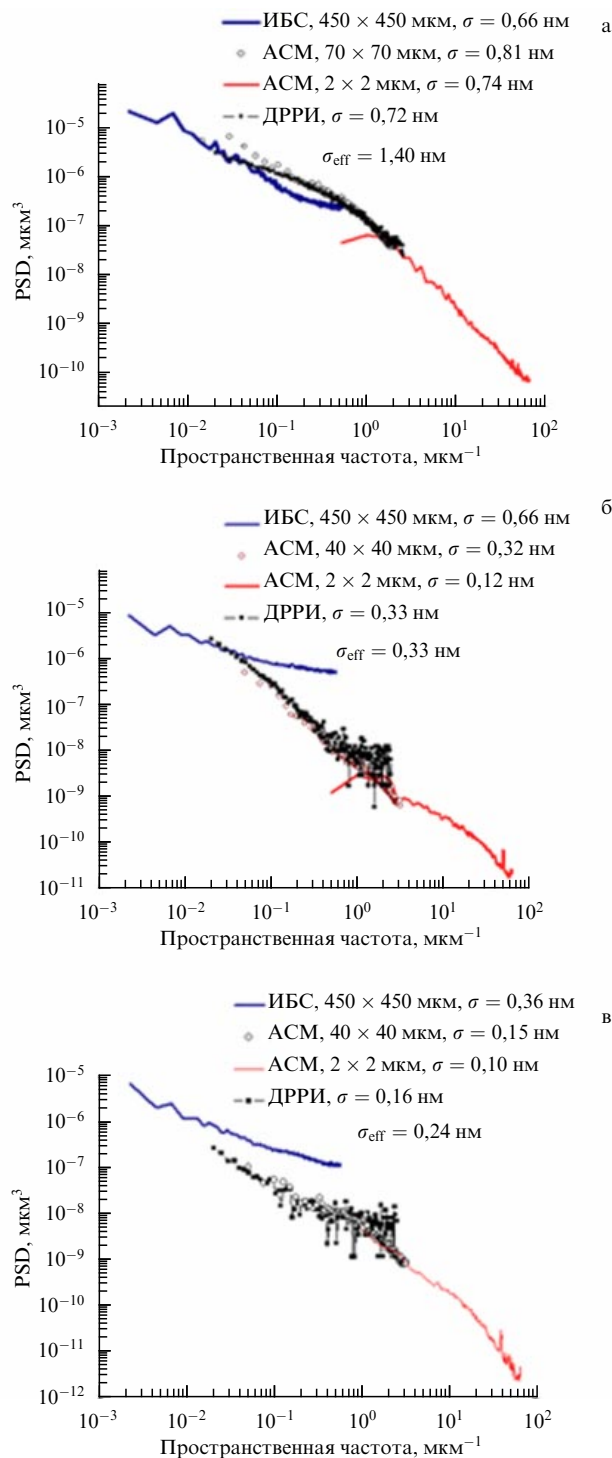


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Функции спектральной плотности мощности шероховатостей (PSD) для кварцевых подложек с эффективной шероховатостью $\sigma_{\text{eff}} = 1,40$ нм (а), $\sigma_{\text{eff}} = 0,33$ нм (б) и $\sigma_{\text{eff}} = 0,24$ нм (в).

мере улучшения качества полировки расхождение становится всё более заметным, вплоть до отсутствия пересечений (рис. 3в).

Методы ИБС и АСМ не относятся к первопринципным. В случае ИБС используется эталонная поверхность, что вносит неопределённость в результаты измерений. В АСМ, так как мерой расстояния от зонда (кантилевера) до поверхности является сила их взаимодействия, на результаты измерений оказывает влияние слабо конт-

ролируемая от партии к партии жёсткость кантилевера, что может приводить к систематическим ошибкам измерений шероховатости. Поэтому для минимизации ошибок измерений шероховатости свергладких поверхностей для рентгенооптических приложений мы полностью исключаем ИБС.

Для измерений шероховатостей в рассматриваемом диапазоне пространственных частот в качестве первопринципного можно принять метод ДРПИ [48]. В работах И.В. Кожевникова и его коллег [49, 50] развита теория этого метода. Важным для практического использования метода ДРПИ является следующее. Во-первых, имеется прямая связь между угловой интенсивностью диффузного рассеяния рентгеновского излучения $I(\varphi)$ и функцией PSD(ν):

$$I(\varphi) = \frac{h|\pi(1-\varepsilon)t(\varphi_0)t(\varphi)|^2}{2l\lambda^3 \sin \varphi_0 \sqrt{\cos \varphi_0 \cos \varphi}} \text{PSD}(\nu), \quad (1)$$

где h и l — высота и ширина щели детектора, λ — длина волны излучения, $t(\varphi)$ — френелевский коэффициент прохождения излучения, ε — диэлектрическая проницаемость материала подложки, ν — пространственная частота, φ_0 и φ — углы падения и рассеяния, отсчитываемые от поверхности. Для изотропных поверхностей, с которыми мы имеем дело в подавляющем большинстве случаев, пространственная частота и углы связаны соотношением

$$\nu = \frac{1}{\lambda} |\cos \varphi - \cos \varphi_0|. \quad (2)$$

Соответственно, количественной мерой шероховатости является эффективная шероховатость в определённом диапазоне пространственных частот ν , от $\nu_{\min}$ до $\nu_{\max}$:

$$\sigma_{\text{eff}}^2 = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \text{PSD}(\nu) d\nu. \quad (3)$$

Поэтому результаты измерений шероховатости признаются достоверными только тогда, когда на плоских тестовых образцах наблюдается полное совпадение результатов АСМ- и ДРПИ-измерений (см. рис. 3). Некоторое отклонение кривых диффузного рассеяния в правых частях рис. 3а, б обусловлено шумами детектора.

Так как формула (1) применима только при малых скользких углах падения (подробнее ограничения этого метода описаны в указанных выше работах), метод может использоваться только для изучения плоских поверхностей. Изображающая оптика, как правило, является криволинейной, поэтому метод ДРПИ применяется фактически для калибровки (проверки правильности работы) АСМ.

Мы разработали специальный стенд, позволяющий измерять с помощью АСМ высокоапертурные и криволинейные подложки. Особенностью стенда является то, что в каждой точке исследуемой поверхности локальная нормаль устанавливается вдоль оси зонда, тем самым обеспечивается максимальный диапазон пространственных частот шероховатостей, в котором проводятся измерения [51]. Изменяя конфигурацию стенда, можно изучать самые разнообразные оптические элементы, а также оптику нормального и скользкого падения (рис. 4).

При практическом использовании метода ДРПИ необходимо обращать внимание на ещё одно его огра-

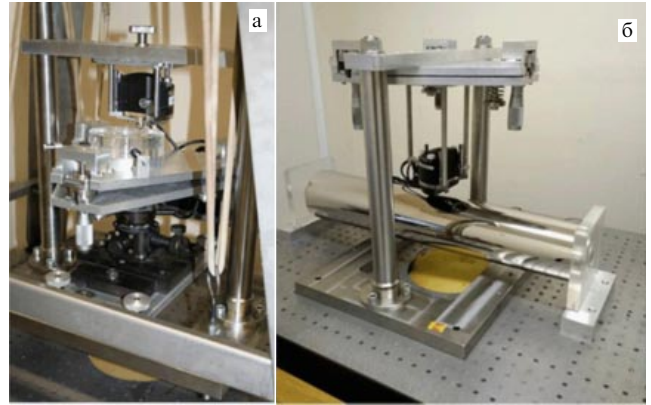


Рис. 4. Фотографии стенда для измерений шероховатости с помощью АСМ: подложка нормального (а) и скользкого (б) падения.

ничение, впервые отмеченное в [52]. При наличии нарушенного приповерхностного слоя (который появляется при механической шлифовке-полировке и бомбардировке ионами) рассеяние на объёмных неоднородностях этого слоя может даже превысить рассеяние на шероховатостях поверхности, что приведёт к ошибочной интерпретации результатов измерений. Простой метод обнаружения указанного слоя описан в [46].

Проблемой измерения шероховатостей среднечастотного диапазона являются ограничения в длинноволновой части спектра пространственных частот шероховатостей. Для ДРПИ эти ограничения относятся к области частот $\nu_{\min} \approx 0,02 \text{ мкм}^{-1}$ и они связаны со сложностью разделения диффузного и зеркально отражённого компонентов рентгеновского излучения вблизи зеркального пика отражения ($\varphi_0 \approx \varphi$) (см. соотношение (2)). В случае АСМ ограничения обусловлены нелинейностью пьезосканера вблизи $\nu_{\min} \approx 0,05 \text{ мкм}^{-1}$. Для существенного расширения возможностей метрологии шероховатостей среднечастотного диапазона, вплоть до $\nu_{\min} \approx 0,001 \text{ мкм}^{-1}$, в [53] предложено использовать интерферометрию с дифракционной волной сравнения. Поскольку в интерферометрии для представления профиля поверхности часто используется разложение по полиномам Цернике [54], в [55] было получено соотношение, устанавливающее взаимосвязь между числом полиномов Цернике и максимальной пространственной частотой, которую они описывают на поверхности.

Таким образом, подводя итог этого раздела, можно отметить следующее. Для полноценной характеристики шероховатости рентгенооптических элементов необходимо проводить измерения в широком диапазоне пространственных частот, а для числовых значений шероховатости требуется указать диапазон пространственных частот, в котором эти значения получены. В противном случае приводимые производителями и исследователями данные по шероховатости часто не имеют физического смысла, так как варьирование диапазона интегрирования PSD-функции может изменять величину эффективной шероховатости в широких пределах. Результаты измерений свергладких поверхностей, полученные традиционными методами ИБС и АСМ, должны быть подтверждены, по крайней мере на тестовых плоских образцах, измерениями с использованием первопринципных методов, к которым можно отнести ДРПИ и

ИДВС. Мы рекомендуем вообще не использовать ИБС для измерения шероховатостей супергладких поверхностей.

Таким образом, результаты измерений считаются достоверными только тогда, когда все методы в области пересечения их рабочих диапазонов дают совпадающие результаты.

В Институте физики микроструктур (ИФМ) РАН разработан комплекс оборудования и экспериментальных методов, позволяющий надёжно с субангстремной точностью измерять шероховатости в диапазоне пространственных частот $10^{-3} - 10^2$ мкм $^{-1}$. С их помощью было изучено несколько сотен образцов от различных мировых производителей, и результаты этих исследований убедительно продемонстрировали отмеченные выше особенности измерений и подтвердили правильность приведённых выше рекомендаций.

4. Изготовление и формообразование сверхточных подложек

Наличие адекватных методов измерения шероховатости и формы сверхгладких и сверхточных подложек для рентгеновских зеркал позволяет совершенствовать существующие и развивать новые методы изготовления подложек. Первый этап изготовления подложек включает в себя глубокую шлифовку-полировку (ГШП). На плавном кварце и оптических керамиках с низким коэффициентом линейного расширения (ситалл, ULE (Ultra-Low-Expansion) и Zerodur) характерные эффективные шероховатости в диапазоне частот 0,025–60 мкм $^{-1}$ составляют $\sigma_{\text{eff}} = 1,1 - 1,4$ нм. Применение химико-механической полировки (ХМП) снижает величину эффективной шероховатости до $\sigma_{\text{eff}} = 0,3 - 0,4$ нм. Необходимо отметить, что эти значения почти в два раза уступают результатам ведущих зарубежных производителей (Edmund Optics, Zeiss, Thales).

ИФМ РАН совместно с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) разработали усовершенствованный процесс ГШП–ХМП, который позволил получить при полировании плавного кварца и керамики ULE шероховатость в диапазоне пространственных частот 0,025–60 мкм $^{-1}$ на уровне $\sigma_{\text{eff}} = 0,2$ нм, что не уступает лучшим мировым достижениям. Более того, финальная полировка ионами Хе с энергией 600 эВ позволила получить шероховатость $\sigma_{\text{eff}} = 0,14$ нм с учётом шумов АСМ.

На рисунке 5 приведены соответствующие PSD-функции шероховатостей. Квадратами показана PSD-функция подложки из плавного кварца, обработанной стандартным методом ГШП + ХМП, звёздами — PSD-функция для подложки из плавного кварца, изготовленной в Edmund Optics, кружками — PSD-функция подложки, обработанной с помощью усовершенствованного процесса ГШП + ХМП и финальной полировки ионами Хе с энергией 600 эВ. После полировки ионами ксенона эффективная шероховатость составила 0,17 нм, а с учётом шумов АСМ — 0,14 нм. Этот уровень полировки позволяет изготавливать подложки дифракционного качества для МР-диапазона.

При использовании ионной полировки необходимо обратить внимание на появление приповерхностного нарушенного слоя толщиной 3–4 нм [46], обусловленного имплантацией ионов и производимыми ими на-

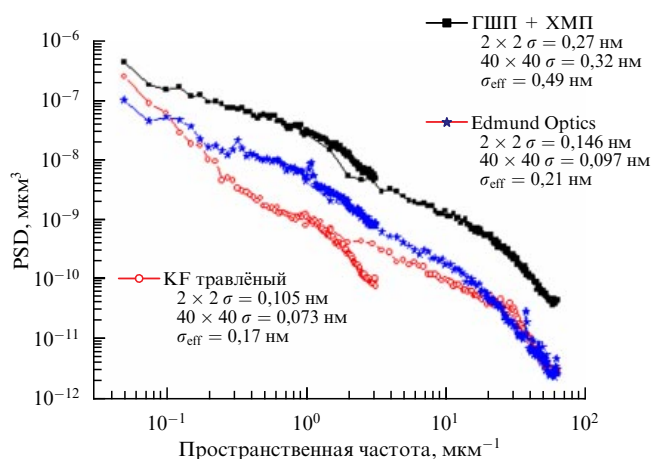


Рис. 5. PSD-функции шероховатостей подложек из плавного кварца, изготовленных различными производителями: для подложки, обработанной стандартным методом ГШП + ХМП (квадраты); для подложки, изготовленной в Edmund Optics (звёзды); для подложки, изготовленной с помощью усовершенствованного процесса ГШП + ХМП и финальной полировки ионами Хе с энергией 600 эВ (кружки).

рушениями ближнего порядка атомов вещества подложки.

Ключевой проблемой на данный момент является относительно низкое качество формы подложек, представленных на рынке. На рисунке 6а приведены интерферограмма и восстановленная по ней карта отклонений формы поверхности от сферы кварцевой подложки с NA = 0,3, изготовленной на оптическом предприятии. Приведённые данные типичны для доступных на рынке образцов. Искривление интерференционных полос, связанное с абберациями поверхности, видно невооружённым глазом. Параметры поверхности следующие: СКО = 36 нм ($\approx \lambda/18$), размах между нижней и верхней точками 160 нм ($\approx \lambda/4$). Эти параметры на два порядка уступают требованиям к оптике дифракционного качества рентгеновского диапазона.

В ИФМ РАН создана оптическая лаборатория для финальной доводки формы подложек методом механического притира. Для оперативной метрологии формы поверхности разработана специальная модификация ИДВС, не требующая металлизации исследуемой детали. Фотография и схема интерферометра представлены на рис. 7. В данной схеме не используется плоское зеркало, применяемое в традиционных схемах изучения сферических подложек с помощью ИДВС [31, 39] для перенаправления отражения рабочего фронта, несущего информацию о форме поверхности, в регистрирующую систему. В разработанной схеме ИДВС один источник эталонной сферической волны направлен на исследуемую деталь (3.1 на рис. 7), а второй (3.2), когерентный с первым, повернутый на 180° в направлении регистрирующей системы, выполняет функцию формирования эталонного фронта. Так как максимальный контраст интерференционной картины достигается при равных интенсивностях рабочего и эталонного фронтов, в традиционных ИДВС необходимо на исследуемую деталь наносить отражающее покрытие, что сильно усложняет и удлинняет процедуру измерений (до 1–2 рабочих дней), в то время как при окончательной доводке поверхности детали длительность полирования до последующего

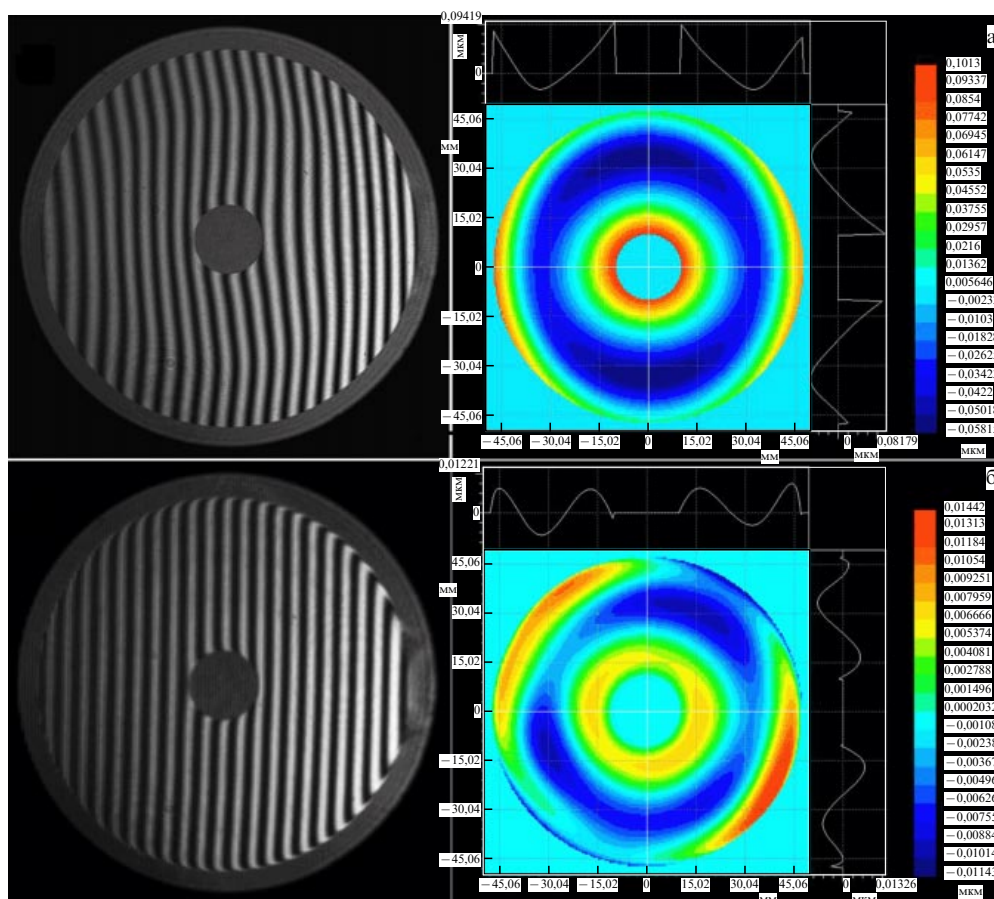


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Интерферограммы и карты отклонений формы поверхности от сферы кварцевой подложки с числовой апертурой $NA = 0,3$: (а) изготовленная на оптическом предприятии подложка, (б) та же подложка после механического притира по методике, разработанной в ИФМ РАН.

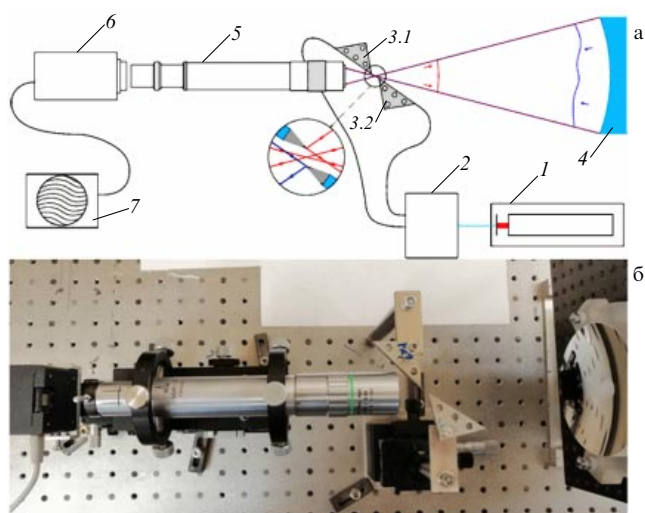


Рис. 7. (а) Схема модифицированного ИДВС, не накладывающая ограничений на коэффициент отражения исследуемого образца: 1 — He-Ne-лазер, 2 — контроллер для формирования двух когерентных сферических волн и управления поляризацией, фазой и интенсивностью обеих волн; 3.1 и 3.2 — источники эталонных сферических волн; 4 — исследуемая поверхность; 5 — оптическая часть регистрирующей системы; 6 — цифровая видеокамера; 7 — компьютер. (б) Фотография модифицированного ИДВС.

измерения формы поверхности может составлять менее получаса. В предложенной схеме ИДВС управление ин-

тенсивностью, поляризацией и фазовым сдвигом двух когерентных волн осуществляется с помощью специально разработанного контроллера 2.

На рисунке 6б приведены интерферограмма и карта поверхности этой же подложки после проведенной нами доводки формы поверхности методом притира в течение одной недели. Как видно, предложенная нами методика доводки оптических поверхностей позволила всего за две недели обработки улучшить точность детали в 6,8 раза по параметру СКО = 5,3 нм ($\approx \lambda/120$), а максимального перепада высот профиля — в 6,1 раза, до 26 нм ($\approx \lambda/24$). Способ достижения такого результата: обрабатываемая деталь не нагружена в процессе обработки; с целью коррекции процесса обработки детали прецизионные измерения формы с использованием ИДВС проводятся через короткие интервалы времени (менее 1 ч), с выдержкой детали для её полной термализации.

Благодаря управляемости технологического процесса ионно-пучковое травление всё чаще используется для финальной обработки прецизионных оптических деталей. Сначала оно применялось для асферизации исходно сферических подложек для астрономических зеркал [56, 57]. В связи с возросшими требованиями к шероховатости подложек появилось большое число работ, посвящённых изучению влияния параметров ионно-пучкового травления на морфологию и шероховатость поверхности различных оптических материалов [58 – 66]. Исследовались плавленый кварц различных марок, оптические

керамики (ситалл, ULE и Zerodur), подложки из кристаллических материалов и металлов. На основе этих исследований можно сделать следующие практически важные выводы. Во-первых, сглаживание высокочастотной шероховатости с латеральными размерами от 1–2 мкм и менее наблюдается для подложек из плавленого кварца, оптических керамик и ряда кристаллов. Оптимальные энергии ионов зависят от материала и сорта ионов и находятся в диапазоне 400–1000 эВ. При этом оптимальные углы падения ионного пучка для полирования аморфных материалов лежат в диапазоне 0–40° от нормали, для кристаллических материалов оптимальный угол может существенно отличаться [67–69]. Во-вторых, ионное полирование подложек из металлов, за исключением применения специальных технологий (см., например, [70–72]), как правило, приводит к сильной деградации формы поверхности [73].

Другая задача, которая решается с использованием малоразмерных ионных пучков, — это коррекция локальных ошибок формы поверхности. Данная технология необходима для получения подложек с субнанометровыми СКО. В настоящее время для этих целей разработаны как специализированные, так и серийно выпускаемые установки [74–77]. В зависимости от выбранного типа ионного источника установки могут использоваться либо только для асферизации и ионной полировки [74, 75], либо для коррекции локальных ошибок [76, 77].

В ИФМ РАН разработана универсальная установка, позволяющая эффективно решать все эти задачи. На рисунке 8 приведены фотографии этой установки снаружи и изнутри. Обрабатываемая деталь 1 устанавливается на пятикоординатную сканирующую платформу 2. Ионное полирование и асферизация подложек производятся с помощью широкоапертурного высокочастотного (ВЧ) источника 3 или источника с накаливаемым катодом 4 (чаще всего используется при работе с водородными пучками [70]). Коррекция локальных ошибок проводится с помощью малоразмерного источника ионов 5. Подробнее установка и влияние размера ионного пучка на спектр частот неровностей, которое может быть устранено с помощью этого метода, описаны в [78].

5. Применение разработанных оптических устройств в науке и технике

Разработанные авторами настоящей статьи методы метрологии и изготовления прецизионных оптических элементов позволили приступить к разработке приборов с уникальными характеристиками для различных научных и технологических применений. В данной статье уделяется внимание четырём приложениям: изучению короны Солнца, мониторингу ближнего космоса в ВУФ-диапазоне, микроскопии в МР-диапазоне и рентгеновской литографии.

5.1. Оптика для изучения короны Солнца

Исторически первыми применениями изображающей оптики стали космические миссии для изучения короны Солнца в ВУФ-диапазоне, разрабатываемые в ФИАНе. Многослойные зеркала и абсорбционные фильтры разрабатывались и изготавливались в ИФМ РАН. Участие в этих исследованиях началось в 1988 г. со станции

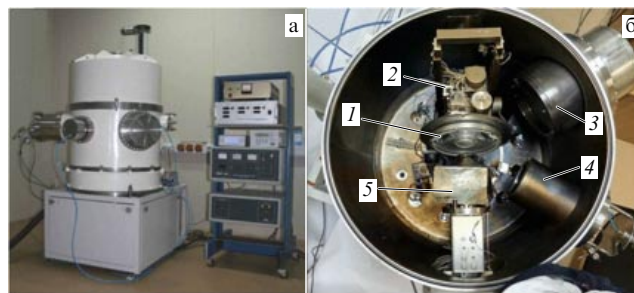


Рис. 8. Фотографии установки для ионно-пучковой обработки оптических деталей снаружи (а) и изнутри (б). 1 — обрабатываемая деталь, 2 — пятикоординатная сканирующая платформа, 3 — широкоапертурный ВЧ-ионный источник, 4 — источник с накаливаемым катодом, 5 — малоразмерный ионный источник.

"Фобос" [79], затем были проекты КОРОНАС-И [80], КОРОНАС-Ф [81] и последний КОРОНАС-Фотон [82] (КОРОНАС — аббр. от Комплексные ОРбитальные Околоземные Наблюдения Активности Солнца). Телескопы были построены по схеме Ричи–Кретьена. Асферизацию поверхности подложек осуществляли методом напыления многослойных зеркал с градиентом периода по поверхности [83]. Рисунок 9 иллюстрирует динамику разрешающей способности изготавливаемой нами оптики от миссии к миссии. Видно, что с каждой последующей миссией разрешение повышалось и телескоп "Тесис" уже имел близкое к рекордному на тот момент разрешение 1,7 угловых секунды (угл. с).

В настоящее время мы участвуем в нескольких солнечных проектах, развиваемых в ФИАНе. Наиболее сложным и интересным с точки зрения изготовления оптики является проект "Арка" [84]. Первичное асферическое зеркало телескопа диаметром 250 мм обеспечит рекордно высокое угловое разрешение ($\approx 0,1$ угл. с), для того чтобы разрешить на Солнце структуры размером до 70 км. Для достижения требуемого разрешения допустимая ошибка формы по параметру СКО не должна превышать 1–2 нм. Помимо сложности изготовления такого зеркала, возникает ряд проблем, которые должны решаться при его разработке. Во-первых, зеркало должно быть установлено в металлическую оправу без деформации поверхности. Во-вторых, оправка с зеркалом также бездеформационно должна быть установлена в телескоп. В-третьих, при запуске космического аппарата системы крепления должны выдерживать огромные перегрузки, до 1000 g, без каких-либо пластических деформаций в системе установки зеркала в оправу. В-четвёртых, в процессе регистрации изображений температура зеркала может изменяться в широких пределах, до $\pm 25^\circ$, при этом качество изображения не должно ухудшаться. И наконец, как показала практика, наиболее сложным требованием является необходимость учёта измеренной на Земле деформации зеркала, вызванной гравитацией, которая в космосе исчезнет.

На рисунке 10а приведена фотография модели первичного зеркала для телескопа "Арка" в оправе. Зеркало в оправе подвешивается на шести пластинах по кругу под интерферометрическим блоком контроля всех операций. Контроль обеспечивает минимальные деформации формы поверхности при монтаже. Для минимизации термоиндуцированных деформаций, вызванных линейным расширением материалов, оправка и все крепёжные эле-

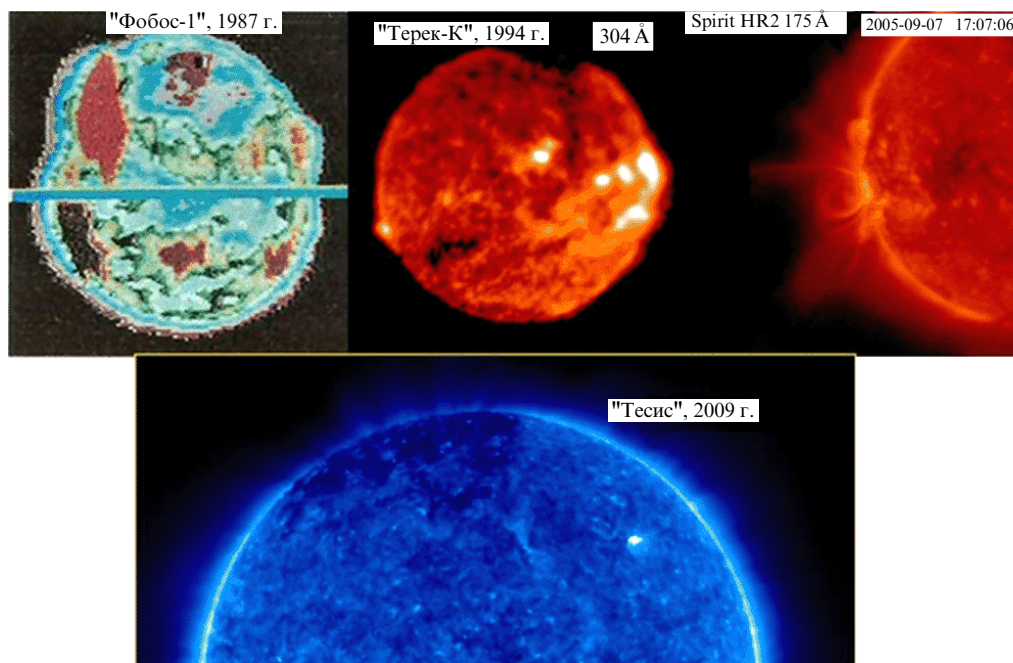


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Полученные в разные годы изображения короны Солнца в ВУФ-диапазоне, иллюстрирующие улучшение разрешающей способности от миссии к миссии.

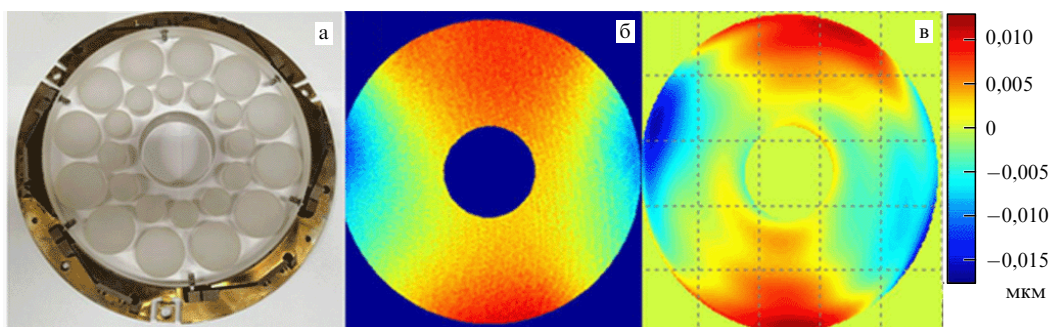


Рис. 10. (В цвете онлайн.) (а) Фотография модели первичного зеркала для телескопа "Арка" в оправе. (б) Расчётная карта деформации поверхности, вызванная весом детали. (в) Измеренная карта деформации "веса" модели первичного зеркала.

менты изготовлены из специального титан-ниобиевого сплава ТВ-36 с коэффициентом температурного линейного расширения, как у плавленого кварца, на уровне 5×10^{-7} .

В процессе изготовления зеркала контроль формы ведётся с горизонтальным расположением оптической оси. На рисунке 10б приведена расчётная карта деформации поверхности, вызванной весом детали. Деформация имеет астигматичный вид с параметром СКО = 4,0 нм и максимальным перепадом высот (МПВ) 21 нм, что почти в четыре раза превосходит допустимую ошибку формы зеркала. В рамках проекта мы планируем исключить эту деформацию, сформировав при изготовлении на поверхности профиль с обратным знаком. Соответственно, в невесомости гравитационная нагрузка исчезнет и зеркало "расправится". Реализуемость этой идеи иллюстрирует рис. 10в, на котором приведена измеренная карта деформации веса модели первичного зеркала. Параметры деформации: СКО = 4,5 нм и МПВ = 25 нм. Эта деформация выделена из общей ошибки формы детали по методике поворотов, описанной в [22]. Измеренные

значения немного отличаются от расчётных, что связано с достаточно большой исходной ошибкой измерения поверхности модельного зеркала. Точность измерений может быть повышена. Таким образом, развитие методы монтажа первичного зеркала в оправу и измерений гравитационных искажений указывают на реализуемость проекта "Арка" с заданными характеристиками. Подробное описание всех аспектов проблемы крепления зеркала в оправу и монтажа в телескоп можно найти в [85].

5.2. Модифицированная схема Шмидта–Кассегрена полнозеркального ультрафиолетового и вакуумно-ультрафиолетового телескопа

В последнее десятилетие в связи с расширяющимся применением космических технологий разрабатываются системы нового поколения для дистанционного зондирования Земли и околоземного пространства (ДЗЗ) [4–6]. Такие системы используются для решения широкого спектра задач в интересах изучения природных ресурсов, сельского хозяйства, картографии, монито-

ринга окружающей среды, специального контроля за поверхностью Земли и др.

До недавнего времени спектральные изображения регистрировались в основном в видимом и инфракрасном диапазонах длин волн. Однако в связи с расширением круга задач интересы разработчиков распространились до УФ-диапазона и даже до ВУФ-диапазона, в которых Земля практически "чёрная", что позволяет обнаружить быстро летящие объекты даже в дневное время как по рассеянию излучения Солнца на линии $H_{Ly\alpha}$ (121,6 нм), так и по молекулярным линиям газов атмосферы, возбуждённых движущимися гиперзвуковыми объектами [5]. Для этих диапазонов, особенно для ВУФ, характерно следующее. Во-первых, поглощение и сильная дисперсия оптических констант материалов, приводящая к хроматическим aberrациям, ограничивают выбор базовой оптической схемы телескопа зеркальными системами (рефлекторами). Во-вторых, так как интенсивности излучения крайне малы, требуется применение светосильной оптики, а число зеркал в схеме из-за потерь должно быть минимальным.

В современных системах ДЗЗ получило распространение несколько схем рефлекторов. Одной из них является система Кассегрена, состоящая из главного вогнутого параболического зеркала и вторичного выпуклого гиперболического. Поле зрения составляет несколько угловых минут при относительных отверстиях 1:3–1:5 [86]. Наибольшее распространение получила модификация системы Кассегрена — система Ричи–Кретьена, в которой первичное и вторичное зеркала являются гиперболическими. Поле зрения системы Ричи–Кретьена может быть доведено до 1° при угловом разрешении $2''$ [87]. Данные системы удобно использовать при создании длиннофокусных приборов (длина объектива может быть в несколько раз меньше фокусного расстояния), что делает их одними из самых распространённых решений для астрономических приборов, примером является телескоп Хаббла [88]. В светосильных объективах такие системы используются редко из-за увеличивающейся в этом случае сложности изготовления/юстировки и возрастания центрального экранирования. На практике редко используют систему Ричи–Кретьена с относительным отверстием более 1:4.

Система, состоящая из четырёх асферических зеркал (два зеркала объектива и два корректора aberrаций), позволяет в значительной мере устранить полевые aberrации системы и обеспечить угловое поле зрения до 3° [89]. Существенными недостатками являются наличие трёх крупных (следовательно, массивных) и сложных в изготовлении зеркал, трудность юстировки, потеря сигнала на дополнительных зеркалах и значительное (до 25 % по площади) центральное экранирование. Низкая технологичность данной системы является серьёзным препятствием для её использования в ВУФ- и УФ-аппаратуре космического базирования.

В бортовой аппаратуре видимого диапазона спектра нашла применение внеосевая зеркальная система, известная в литературе как зеркальный триплет Кука, установленный, например, на спутнике Torsat (Великобритания) [90] и спутнике EO-1 (США) [91]. Привлекательным качеством зеркального триплета Кука является увеличенное, до $12\text{--}14^\circ$, поле зрения в сагиттальном направлении, что позволяет обеспечить возможность охвата большой полосы местности без дополнительного скани-

рования. При этом в меридиональном направлении поле зрения $1\text{--}2^\circ$. При больших относительных отверстиях существенно возрастают остаточные aberrации. Система также имеет большие габариты: совместная площадь второго, третьего и четвёртого зеркал примерно втрое превышает площадь входного зрачка.

Частично внеосевая трёхзеркальная система, представляющая собой модифицированную систему Кассегрена, дополненную третичным зеркалом — корректором полевых aberrаций — и плоским зеркалом, носит название системы Корша. Система обладает промежуточным изображением и действительным выходным зрачком [92]. Основное изображение может использоваться только частично (центральная зона исключена) из-за пространственного наложения с промежуточным изображением. Тем не менее эффективное поле зрения может быть доведено до $3\text{--}4^\circ$. Максимальное относительное отверстие 1:3,5. Недостатки: значительные габариты вдоль оптической оси и ограничения по величине относительного отверстия; сложные асферические поверхности зеркал, высокие требования к точности юстировки; невозможность наблюдений в центре поля зрения. Тем не менее схема Корша находит широкое применение в системах ДЗЗ, например в телескопах Pleiades и Kompsat 3 [93].

Проведённый анализ применяемых зеркальных оптических систем с асферическими зеркалами второго порядка показал, что для использования в высокоразрешающей ВУФ- и УФ-аппаратуре с полем зрения более 1° наиболее подходят четырёхзеркальный объектив, система Корша и зеркальный триплет Кука. Однако перечисленные системы крайне сложны, поскольку требуют изготовления больших асферических зеркал и точной юстировки. Поэтому актуальной остаётся задача поиска новых схем телескопов, которые превосходят известные по полю зрения и разрешению и имеют минимальное число поверхностей.

Эта задача решается в течение многих десятилетий. Так, Д. Бэкер в [94] предложил дополнить камеру Шмидта [95] вторичным выпуклым зеркалом — такая схема была названа телескопом Шмидта–Кассегрена. Светосила схемы возросла до 3° благодаря корректору aberrаций в виде плоского зеркала с осесимметричным асферическим профилем четвёртого порядка, а форма зеркал объектива Кассегрена упростилась до сферической. Однако реализовать подобную схему с отражательным корректором не удавалось ввиду сложности уже не осесимметричного асферического профиля корректора.

В последнее время благодаря развитию ионно-пучковых методов прецизионной обработки оптических элементов, в частности возможности изготовления асферических поверхностей более высоких порядков, появилась возможность реализации требуемых схем. Впервые схема с отражательным корректором aberrаций, которую называли "модифицированная схема Шмидта–Кассегрена", была разработана и реализована в [96]. Оптическая схема телескопа приведена на рис. 11, основные параметры представлены в табл. 1, из которой видно, что телескоп может обеспечить субсекундное разрешение в поле зрения $\pm 1,5^\circ$, что в 3–4 раза превосходит поле зрения схемы Ричи–Кретьена. Помимо технических характеристик, предложенная схема телескопа обладает рядом преимуществ, делающих её крайне перспективной для гиперспектральной аппаратуры, благодаря, в

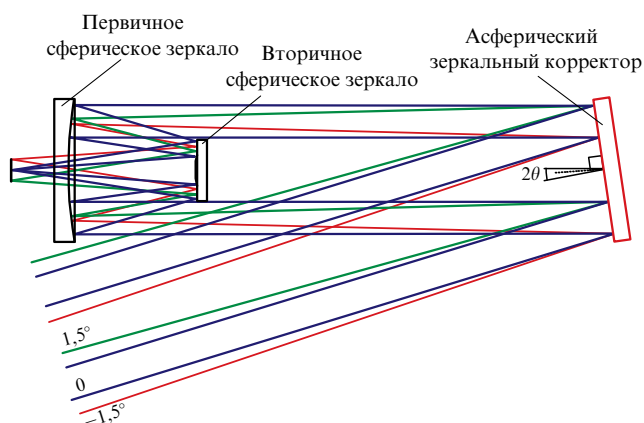


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Оптическая схема телескопа на основе модифицированной схемы Шмидта – Кассегрена. Разными цветами обозначены лучи, приходящие в телескоп под углами $1,5^\circ$, 0° и $-1,5^\circ$. Основные параметры телескопа приведены в табл. 1.

Таблица 1. Расчётные характеристики телескопа

Параметр	Значение
Диаметр входного зрачка D , мм	180
Эффективное фокусное расстояние F , мм	584,156
Относительное отверстие D/F	1:3,25
Диаметр изображения, мм	30,4
Угловое поле зрения 2ω , град	3,0
Угловое разрешение по полю зрения, угл. с	≤ 1
Кривизна поля в плоскости изображения	Плоское поле
Расстояние между планоидом и первичным зеркалом, мм	747,00
Расстояние между зеркалами, мм	178,425
Расстояние между вторичным зеркалом и плоскостью изображения, мм	258,425
Отношение диаметра к радиусу первичного зеркала	190/645,20
Отношение диаметра к радиусу вторичного зеркала	86/644,40

частности, дешевизне, технологичности и простоте юстировки, обусловленными применением сферических зеркал объектива. Допуски на децентровку зеркал и корректора составляют несколько десятых долей миллиметра, что легко реализуется на практике. Основную сложность для традиционных методов механического формообразования оптических элементов представляет собой изготовление планоида, профиль асферичности которого описывается полиномами Цернике шестого порядка и содержит как осесимметричную, так и несимметричную составляющие, с максимальной глубиной асферизации около 5 мкм. Однако с использованием методов ионно-пучковой обработки эта задача становится рутинной.

На основе рассматриваемой схемы был создан экспериментальный образец двухканального телескопа, рассчитанный на УФ- и ВУФ-диапазоны, а для определения углового разрешения телескопа по всему полю зрения был разработан широкоугольный коллиматор на основе "камеры Шмидта" с планоидным зеркалом для коррекции аберраций. Коллиматор имеет субсекундное разрешение в поле зрения 3° . Кривизна поля исправлялась с помощью выпуклой сферической миры (пластинки с нанесённым на неё специальным узором). Подробнее коллиматор и метод аттестации телескопа описаны в [97].

На рисунке 12 представлены фотографии оптической части двухканального телескопа, сопряжённой с коллиматором. На рисунке 12б приведены изображения миры в различных зарегистрированных в плоскости изображения телескопа полевых точках, по которым было показано, что разрешение по полю зрения оказалось лучше чем $1,3$ угл. с, что близко к теоретическому пределу $1''$.

Таким образом, показано, что применение ионно-пучковых методов формообразования оптических элементов даёт возможность создавать асферические высокоточные зеркала с уникальными характеристиками, тем самым позволяя не только усовершенствовать традиционные схемы телескопов и коллиматоров, но и реализовать принципиально новые схемы, которые ранее было невозможно осуществить.

В заключение этого раздела можно указать на перспективы использования бериллия для космических систем. Благодаря низкой плотности и высокой жёсткости [98] бериллий уже несколько десятков лет используется при изготовлении конструкционных материалов и зеркал для космических аппаратов [99–102]. Из последних разработок особо следует выделить телескоп Джеймса Уэбба с диаметром первичного зеркала 6,5 м, который должен прийти на смену всемирно известному Космическому телескопу Хаббла [103]. Чистый бериллий из-за его поликристаллической структуры не позволяет получать сверхгладкие поверхности с помощью полирования и обработки ионными пучками [73], что накладывает принципиальные ограничения на возможность прецизионной асферизации и коррекции локальных ошибок формы.

На практике для улучшения качества полирования бериллий покрывают электролитическим никелем с большим, около 10 %, содержанием фосфора, формируя тем самым на поверхности квазиаморфный слой. Однако этого недостаточно для получения шероховатостей, требуемых для коротковолнового излучения. В [72] была изучена возможность ионно-пучковой обработки подложек из бериллия с никелевым покрытием. Было обнаружено, что ионное полирование никелевого покрытия по крайней мере не развивает шероховатости поверхности и позволяет проводить на таких подложках операции ионно-пучковой прецизионной асферизации и коррекции локальных ошибок. Результаты по ионному полированию [71, 72] позволяют надеяться на то, что в ближайшее время для космических применений появятся бериллиевые зеркала с улучшенными характеристиками и распространённым в коротковолновую область рабочим диапазоном длин волн.

5.3. Микроскопия в мягком рентгеновском диапазоне

В современных биологических задачах для понимания механизмов функционирования органических клеток, а также для изучения влияния на них различных болезней требуется увидеть детали живых клеток с разрешением в несколько десятков нанометров [104–107]. Из-за дифракционного размытия традиционная микроскопия видимого света не позволяет исследовать структуру с деталями размером менее 200 нм в латеральном и менее 700 нм в аксиальном направлениях [108]. Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) позволяет увидеть детали клеток с разрешением 0,3–5 нм [108, 109]. Однако из-за сильного рассеяния электронов и убывания сигнала с увеличением толщины образца приходится разрезать образцы на тонкие слои (< 300 нм), что приводит к

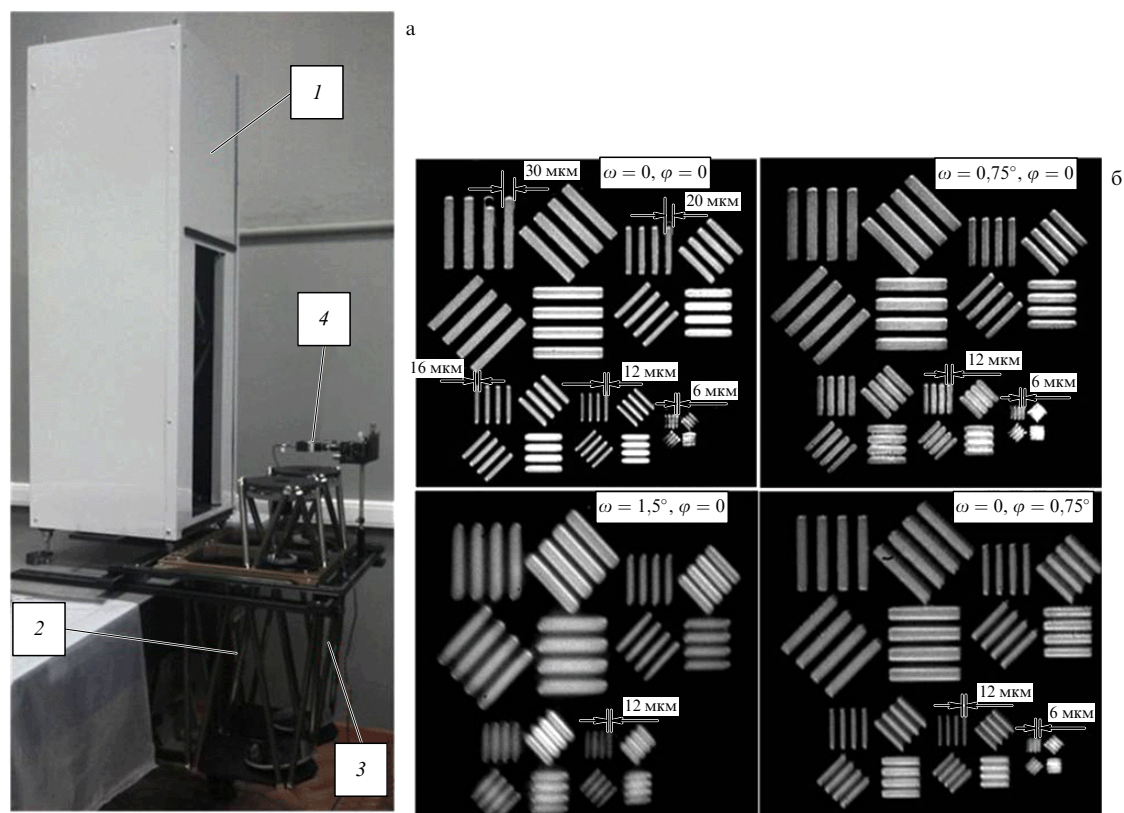


Рис. 12. (а) Фотография оптической части двухканального телескопа, сопряжённой с коллиматором (1 — коллиматор, 2 — 1-й канал на длины волн 120–190 нм, 3 — 2-й канал на длины волн 200–380 нм, 4 — ПЗС-камера). (б) Изображения мира в различных полевых точках, зарегистрированные в плоскости изображения телескопа.

повреждению тканей в местах среза и не позволяет однозначно совместить изображения срезов и достоверно восстановить трёхмерную структуру [110]. Большие дозы облучения в СЭМ приводят к разложению органических образцов под действием пучка. В последние годы появились работы по трёхмерной (3D) томографии клеток на СЭМ посредством угловой томографии без необходимости нарезания образцов, но при таком подходе удаётся получить 3D-структуру только поверхности образцов [110, 111]. Атомная силовая и сканирующая туннельная микроскопии, несмотря на то что они имеют нанометровое разрешение, также позволяют изучать лишь поверхность образцов [112].

В последние 30 лет развивается мягкая рентгеновская микроскопия (МРМ) в "окне прозрачности воды" на длинах волн 2,3–4,4 нм. Для МРМ характерны: практически полное отсутствие рассеяния (на пять порядков меньше, чем фотопоглощение [1]), резонансное поглощение этого излучения углеродосодержащими белками, жирами и углеводами, а также хорошее, до 10 мкм, пропускание воды. Преимущество МРМ над спектроскопиями других видов заключается в том, что в МРМ можно реализовать томографию "толстых" (толщиной до 10–15 мкм) образцов с нанометровым разрешением без нарезания их на тонкие слои, при этом требуемые дозы облучения гораздо меньше, чем в СЭМ.

В качестве изображающего элемента традиционно используются зонные пластинки Френеля (ЗПФ), которые обеспечивают латеральное разрешение в несколько десятков нанометров [10, 11, 107, 113, 114]. В [115] благодаря использованию уникальной ЗПФ с шириной

крайней зоны 12 нм и частично-когерентной засветки получено разрешение около 10 нм при изображении среза многослойной плёночной структуры.

С применением ЗПФ методами томографии восстановлены 3D-изображения объектов с разрешением 70–100 нм при дифракционном пределе используемых зонных пластинок 20–40 нм [12, 105, 106, 116]. Разрешение 70 нм получено с применением синхротронного высокомономатического излучения в условиях криофиксации образцов [104, 106, 116].

Ввиду высоких коэффициентов отражения и рабочих угловых апертур МРЗ, обеспечивающих дифракционный предел разрешения на нанометровом уровне, и большой величины зондового сигнала особый интерес представляет схема МРМ на основе светосильного зеркального объектива Шварцшильда (ОШ). Например, для типичной числовой апертуры $NA = 0,3$ и длины волны 3,37 нм дифракционный предел, согласно критерию Рэлея, $\delta x = 0,61\lambda/NA = 7$ нм, а глубина резкости $DOF = \lambda/NA^2 = 37,5$ нм, что позволяет для восстановления 3D-строения образцов провести z -томографию с нанометровым разрешением. Для этого необходима разработка алгоритмов z -томографии, которые учитывали бы сильное поглощение по мере прохождения зондирующего излучения через исследуемый образец и конусное, а не квазипараллельное, как в случае низкоапертурных объективов, освещение каждой точки образца. В литературе до последнего времени в основном рассматриваются зеркальные МР-микроскопы, или слабразрешающие, или контактные [117–121]. Развитие высокоразрешающих МР-микроскопов на основе ОШ в спектральной области

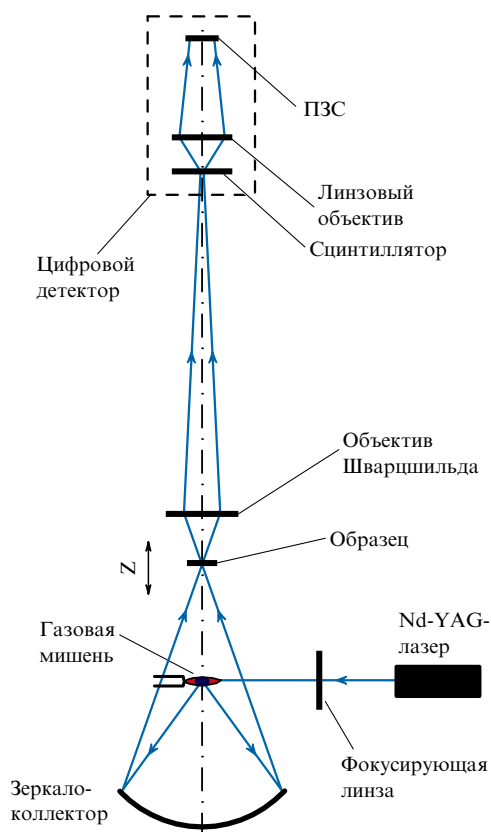


Рис. 13. Рентгенооптическая схема МРМ на основе ОШ.

"окна прозрачности воды" сдерживалось отсутствием на рынке супергладких подложек с точностью формы на уровне 0,1–0,2 нм для изготовления элементов многослойной оптики.

На основе новых методов изготовления высокоточной оптики в ИФМ РАН разрабатывается микроскоп с использованием светосильного ОШ и методики z-томографии с целью реализации разрешения трёхмерной структуры образцов размером менее 50 нм и уменьшения времени экспозиции каждого кадра с нескольких минут до нескольких секунд. Рентгенооптическая схема микроскопа приведена на рис. 13 [122]. В качестве источника рентгеновского излучения используется плазма, возникающая при взаимодействии остросфокусированного лазерного пучка (Nd:YAG-лазер, длина волны 1,06 мкм, энергия в импульсе 1 Дж, длительность 4 нс, частота следования 10 Гц) с импульсной газовой струёй. Используется газ, в составе которого находится углерод. В качестве рабочей выбрана спектральная линия пятикратно ионизованного углерода C(VI) 1s–2p, длина волны 3,37 нм. В качестве отражающих покрытий коллектора и зеркал объектива используется Cr/Sc [123] с коэффициентами отражения на этой длине волны более 10 %.

Рентгенооптическая система имеет два уровня увеличения. На первом уровне с помощью ОШ рентгеновское изображение образца с увеличением $\times 46$ переносится на входную плоскость сцинтиллятора (YAG, допированный ионами Се). В сцинтилляторе МР-излучение преобразуется в видимое, и уже видимый свет собирается оптической системой на ПЗС-видеокамере (ПЗС — прибор с зарядовой связью). Поверхность сцинтиллятора и де-

Таблица 2. Параметры микроскопа для трёх объективов*

Числовая апертура объектива NA	0,14	0,28	0,55
Увеличение оптической системы детектора (×)	1,96	4,23	20
Пространственное разрешение детектора, мкм	3,3	1,0	0,65
Увеличение ОШ (×)	46		
Увеличение микроскопа (×)	90	195	920
Поле зрения на образце, мкм ²	74,5×97,5	34,5×45,1	7,3×9,5
Пространственное разрешение микроскопа, нм	71	22	14
* Все значения параметров, за исключением пространственного разрешения микроскопа, экспериментальные.			

тектор располагаются в плоскостях предмета и изображения соответственно. Благодаря сильному поглощению МР-излучения в сцинтилляторе (глубина проникновения менее 1 мкм) не происходит ухудшения разрешения. Детектор был протестирован в [124], и его разрешение составило 0,67 мкм, что соответствует расчётному разрешению на образце около 14 нм.

Выбранная двухстадийная система увеличения существенно упрощает конструкцию, юстировку и уменьшает число зеркал в объективе, сводя его к хорошо известной двухзеркальной схеме Шварцшильда. Кроме того, на практике для всестороннего изучения образца необходимо исследовать разные масштабы его составляющих. В оптической микроскопии это осуществляется с помощью объективов с различным увеличением, что позволяет сделать двухстадийная система увеличения. Рентгеновский объектив имеет фиксированное увеличение, а оптическая система регистрирующей системы позволяет менять объективы, при этом требуется только незначительная подстройка ПЗС-видеокамеры вдоль оптической оси системы. В детекторе применяются длиннофокусные объективы марки Mitutoyo Plan Apo с увеличениями $\times 1,96$, $\times 4,23$ и $\times 20$.

Поле зрения микроскопа определяется размером ПЗС-матрицы 6,7×8,8 мм, делённым на общее увеличение микроскопа ($\times 90$, $\times 195$, $\times 920$), и составляет от 7,3×9,5 до 74,5×97,5 мкм². В таблице 2 приведены измеренные характеристики микроскопа.

Томография будет производиться при сдвиге образца по вертикали (вдоль оси z) с помощью пьезокерамики. Причём для реализации z-томографии выгодно иметь проекционный объектив с большой числовой апертурой, так как глубина резкости DOF и размытие вдоль оптической оси пропорциональны NA^{-2} . Предлагаемый подход z-томографии хорошо работает в случае $NA \gg 0,1$, именно из-за малой величины DOF. С другой стороны, как показывает расчёт, начиная с $NA = 0,3$ дальнейшее увеличение NA до 0,4, 0,5 и т.д. приводит к заметному увеличению комы пятого и седьмого порядков, которое на поле зрения более 10 мкм асферизация поверхности не компенсирует, и разрешение понижается. Таким образом, была выбрана оптимальная числовая апертура объектива $NA = 0,3$.

Для биологических применений должна быть известна трёхмерная структура исследуемых образцов. В МРМ на основе ФЗП, для которой характерны малые

числовые апертуры и большая длина фокуса объектива, эта задача решается с помощью угловой томографии. Суть угловой томографии состоит в том, что для каждого угла образца регистрируется изображение на детекторе — проекция I . Для восстановления 3D-изображений по такому набору проекций имеются хорошо работающие алгоритмы и программные пакеты. Однако существует ряд ограничительных факторов, в частности: диапазон углов, для которых можно получить проекции; число проекций; связанные с отклонением оси вращения от центра образца смещения, которые ограничивают разрешение 3D-структуры величинами 70–100 нм при латеральном разрешении MPM, ограниченном шириной последней зоны используемых ФЗП 40–50 нм [116, 124].

Так как в MPM на основе светосильного объектива Шварцшильда DOF порядка 40 нм, в этих микроскопах для восстановления 3D-строения образцов можно использовать существенно более простую z -томографию, при которой регистрируются проекции, соответствующие смещению образца вдоль оптической оси микроскопа. В рентгеновском диапазоне такой вид томографии ранее не применялся, поэтому потребовалась разработка соответствующего алгоритма.

За основу были взяты алгоритм и программное обеспечение, разработанные для z -томографии в микроскопии видимого диапазона [108]. Специфика нашей задачи — наличие сильного поглощения. В [125] разработана математическая модель и проанализированы все аспекты, связанные с z -томографией образцов в MPM со светосильным объективом.

Рисунок 14 иллюстрирует возможности разработанного метода по восстановлению строения модельной клетки. На рисунке 14а приведено задаваемое распределение коэффициента поглощения излучения в модельной клетке, а на рис. 14б — восстановленное по данным z -томографии с использованием разработанной модели. При восстановлении учтены поглощение, наклон лучей, приходящих в каждую точку исследуемого образца, и функция рассеяния точки (ФРТ) объектива. На восстановленном распределении видны субструктуры, связанные с ФРТ. При аппроксимации ФРТ δ -функцией восстановленное и модельное распределения поглощения совпадут идеально.

На вставке в левой нижней части рис. 14б приведён увеличенный фрагмент области, показывающий, что структуры диаметром 40 нм хорошо разрешаются с контрастом выше 50 %. Таким образом, разработанные оптическая схема MPM на основе светосильного ОШ и модель, позволяющая восстановить 3D-структуру сильно-поглощающих образцов, обеспечивают разрешение лучше, чем 40 нм. В настоящее время завершается изготовление микроскопа и начаты работы по его настройке.

5.4. Безмасочная рентгеновская литография

Современные фотолитографы обеспечивают производительность до 200 полупроводниковых пластин диаметром 300 мм в час. Несмотря на относительно большую длину волны 193 нм, с использованием иммерсии (193i) достигнуто пространственное разрешение 42–32 нм в простом литографическом процессе (засвечивание и проявление фоторезиста) и вплоть до 8 нм с применением технологии многократного экспонирования (multi-patterning) [126, 127]. Ценой этих усложнений является необходимость использования большого числа дорогостоящих масок и проведения дополнительных операций, приводящих к удорожанию производства.

Число масок и технологических операций резко уменьшается при переходе к меньшей длине волны, 13,5 нм, к так называемой экстремальной ультрафиолетовой литографии (Extreme Ultraviolet Lithography — EUVL). В [128] показано, что начиная с разрешения 32 нм стоимость EUVL-процесса становится меньше, чем в технологии 193i. Однако до сих пор EUVL не получила широкого распространения из-за проблем с производительностью (≈ 125 пластин в час), надёжностью источника излучения, защиты масок от загрязнений [129, 130]. Тем не менее продолжающиеся огромные инвестиции в EUVL ведущих производителей микросхем Intel, Samsung и TSMC (Taiwan Semiconductor Manufacturing Company), а также мирового лидера по производству литографического оборудования ASML (Нидерланды) однозначно указывают на то, что EUVL является литографией следующего поколения [131, 132].

Предполагается, что EUVL-технология позволит в обозримом будущем выйти на уровень пространствен-

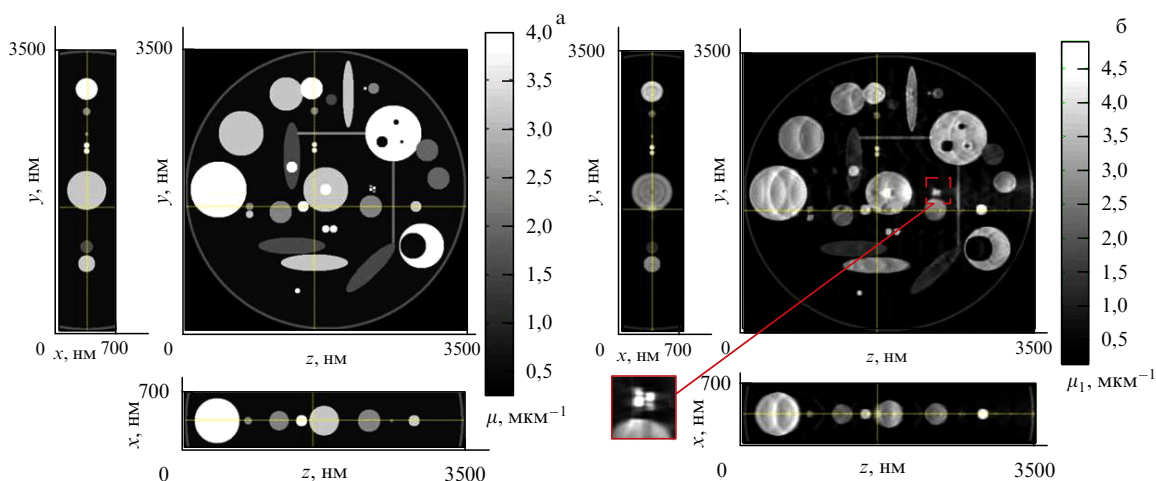


Рис. 14. Задаваемое при моделировании (а) и восстановленное по данным z -томографии (б) распределение коэффициента поглощения модельной клетки.

ного разрешения в микросхемах в 2–3 нм. На данный момент сканер последнего поколения обеспечивает пространственное разрешение 13 нм при однократной засветке и 9 нм — при двукратной. Поэтому для достижения разрешения 2–3 нм необходимо решить ряд проблем. Основными из них являются поиск меньшей длины волны [133] и, конечно, многослойная изображающая оптика дифракционного качества. Проблемы создания соответствующей оптики схожи как для рентгеновской микроскопии, так и для рентгеновской астрономии.

В России исследования по EUVL проводятся в инициативном порядке и главным образом сосредоточены на изучении отдельных аспектов этой технологии [134–138].

Для своего функционирования проекционная литография предполагает наличие развитой инфраструктуры: это и оборудование, и методы, и технологии. Одним из наиболее сложных и дорогостоящих элементов такой инфраструктуры являются объектив дифракционного качества и многослойные маски. Набор масок только при производстве одного чипа может стоить до нескольких миллионов долларов. Поэтому из-за высокой стоимости оборудования, дороговизны масок, сложной и дорогостоящей инфраструктуры проекционная EUVL становится конкурентоспособной только при массовом производстве, иными словами, для EUVL-технологии требуется глобальный рынок. Всё это в совокупности делает технологию EUVL доступной только единичным глобальным игрокам (Intel, Samsung, TSMC, Global Foundries).

Следствиями вышеперечисленного являются отсутствие гибкости EUVL-технологии, что вынуждает производителей электронного оборудования ориентироваться в своих разработках на массовый продукт микроэлектроники, даже в ущерб тактико-техническим характеристикам разрабатываемого ими оборудования.

Практика показывает, что в стоимостном выражении рынки мелко- и среднесерийного производства и массового производства примерно одинаковы. Поэтому крайне актуальным является поиск новых инструментов для нанолитографии. Гипотетический "безмасочный" нанолитограф должен обеспечивать линейку по топологическим нормам, которую обеспечивает проекционная литография начиная со 100 нм и вплоть до менее чем 10 нм. Производительность такого нанолитографа может быть на 1–3 порядка ниже, чем в проекционной литографии. Стоимость литографического процесса не должна сильно зависеть от масштабов производства. Принципиально важным является также то, чтобы стоимость литографа была сопоставима со стоимостью промышленного однолучевого электронного литографа. Тогда можно будет говорить, что производство нанoeлектроники станет доступным не только единичным глобальным компаниям, но и небольшим компаниям.

К "безмасочным" методам литографии относятся электронная, ионная, оптическая литографии и различные зондовые методы модификации поверхности. Все эти методы объединяет программируемое формирование топологии на подложке, которое в любой момент может быть скорректировано простым изменением алгоритмов сканирования электронными/световыми пучками, зондом и т.п. (см., например, обзор [139, 140]).

Наиболее универсальным и развитым методом является электронная литография, которая удовлетворяет практически всем требованиям к упомянутому выше гипотетическому литографу, за исключением производительности, убывающей на 6–7 порядков с изменением топологии от микрометрового уровня до нанометрового [139]. Наибольшие перспективы связываются с многопучковой электронной литографией. В принципе эта технология может обеспечить фундаментальное ограничение разрешения на уровне 1 нм. Основная проблема электронной литографии связана со взаимодействиями электронных пучков, которые приводят к размытию изображения. Несмотря на то что многолучевой электронной литографией занимаются в течение уже нескольких десятилетий, проблема до сих пор не решена. В частности, наилучшие результаты получены компанией Mapper technology. Установка последнего поколения работает с 65 тыс. пучков и поддерживает технологические нормы на уровне 28 нм. Размер элементарного пучка 25 нм, производительность до четырёх пластин в час [141, 142]. Однако "замораживание" этой темы является косвенным свидетельством того, что авторы столкнулись с трудностями, не позволяющими уменьшить топологические нормы.

В ИФМ РАН развивается альтернатива многопучковой электронной литографии — "безмасочная" рентгеновская литография (БМРЛ), впервые предложенная в [143] на длине волны 13,5 нм. В БМРЛ функцию фотошаблона (маски) выполняет чип с микрозеркалами, управляемыми электрическими сигналами (Digital Micromirror Device — DMD). По сути, эта технология является полным аналогом многопучковой оптической литографии [144], в которой преломляющая оптика заменяется отражательной. Как и в оптической литографии, динамическая маска стационарна, а пластина с резистом сканируется по двум координатам. Благодаря меньшей длине волны дифракционный предел разрешения автоматически переносится в нанометровую область. Несмотря на явно прорывной характер этой технологии, публикаций по этой теме мало и они носят главным образом теоретический характер [146–149]. Основная проблема, препятствующая реализации этой идеи на практике, связана с отсутствием DMD, отражающих рентгеновское излучение.

Ситуация изменилась с появлением работы [150], в которой продемонстрирована возможность нанесения многослойного Mo/Si-зеркала на DMD с коэффициентом отражения 40 % (при отражении на супергладкие кремниевые свидетели (пластины) — 67 %). Этот результат указывает на принципиальную возможность создания ключевого элемента безмасочного рентгеновского литографа — динамической маски.

В настоящее время разработан проект развития безмасочной рентгеновской литографии на основе DMD, который вошёл в комплексную целевую программу Министерства промышленности и торговли Российской Федерации "Развитие электронной промышленности Российской Федерации в 2018–2027 годы".

Актуальность проекта связана с теми вызовами, которые стоят перед страной, в частности с необходимостью оперативного решения проблемы создания отечественной технологической базы для производства интегральных схем по технологическим нормам 65-32/28-22-16/14 нм с перспективой 7 нм. С научной точки зрения

это разработка инновационных решений в области нанолитографии, удовлетворяющих современным тенденциям: доступность оборудования, низкая стоимость пользования; слабая зависимость стоимости процесса литографии от масштабов производства.

Для экспериментов был выбран DMD компании Texas Instr. марки DLP9000XBFLS с периодом 7,56 мкм и числом микрозеркал 2560×1600 [151]. На первом этапе исследований эксперименты проводились на рабочей длине волны 13,5 нм. Это связано со следующим. Так как размер пикселя DMD почти 8 мкм, для достижения нанометровых разрешений необходим объектив дифракционного качества с коэффициентом уменьшения до 10^3 раз. Результатом этого являются низкая входная апертура проекционного объектива и, как следствие, относительно малая доля излучения, которая может быть отобрана из источника излучения. Для практических применений необходимо максимально повысить и эффективность источника рентгеновского излучения, и коэффициенты отражения многослойных зеркал. В [145] показано, что эффективность отбора излучения из источника обратно пропорциональна его размеру. Типичные размеры лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения 100–200 мкм. В [152] сообщается об источнике излучения на основе ионов олова на длину волны 13,5 нм с рекордно малым размером, около 20 мкм, в котором в качестве материала мишени используется расплавленное олово, вращающееся с огромной скоростью. С вращением олова связано и низкое загрязнение оптики, производимое этим источником. В дальнейшем этот подход может быть применён и для разработки источника излучения с более короткими волнами.

Другим фактором выбора длины волны 13,5 нм является рекордно высокий коэффициент отражения, около 72 %, который достигнут с помощью многослойных зеркал Mo/Be/Si [138]. Однако дальнейшие работы по поиску более короткой волны не прекращаются. Это касается как источников излучения, так и новых композиций многослойных зеркал [153–156].

Ожидается, что производительность литографического процесса экспериментального литографа составит около $200 \text{ см}^2 \text{ ч}^{-1}$, что уже достаточно для мелко- и среднесерийного производства.

В заключение этого раздела остановимся на принципиально новом методе безмасочной рентгеновской литографии, предложенном в [157]. В этом методе в качестве динамической маски выступает чип микрофокусных рентгеновских трубок. В основе идеи лежит использование развитой уже к настоящему времени технологии изготовления острийных автоэмиссионных кремниевых нанокатодов с управляющей сеткой [158] и тонкоплёночной мишени, располагаемой на расстоянии несколько микрометров от управляющей сетки. На мишень подаётся положительное относительно катода напряжение $\approx 0,5\text{--}3 \text{ кВ}$. Одновременно к управляющим электродам прикладывается запирающее отрицательное напряжение, препятствующее автоэмиссии. При снятии запирающего напряжения появляется микропучок электронов, бомбардирующий мишень, в которой генерируется рентгеновское напряжение. Так как мишень тонкая, в МР-диапазоне глубина поглощения составит несколько десятков или сотен нанометров, и если её расположить очень близко к катоду, то размер микропучка на мишени

и, соответственно, размер пикселя рентгеновского излучения могут также составить несколько десятков или сотен нанометров. Таким образом, мы имеем матричный источник МР-излучения, состояние пикселей которого может управляться компьютером.

Так как в данной схеме функции динамической маски и источника МР-излучения совмещены в одном устройстве, схема нанолитографа резко упрощается. Остаются чип, двухзеркальный объектив и пластина с резистом на двумерном сканере [159]. При практической реализации необходимы также системы совмещения и автофокуса. Оценки показывают, что при средней плотности тока автоэмиссии 1 А см^{-2} , уже экспериментально полученной, например, в [158], и напряжении 1 кВ для мишени из плёнки бериллия толщиной 100 нм при коэффициенте конверсии энергии электронного пучка в характеристическую линию $\text{Be}_{K\alpha}$ длина волны 11,4 нм, $\text{CE} \approx 10^{-4}$ [160], можно ожидать производительности засветки на уровне $10\text{--}20 \text{ см}^2 \text{ ч}^{-1}$. Ввиду простоты схемы этот метод представляет значительный интерес для исследователей и производителей микроэлектронных чипов малыми сериями.

Главным резервом увеличения производительности является уменьшение размера микропучка излучения (пикселя). Также можно увеличить размер чипа и, соответственно, мощность электронного пучка.

В проекционной EUVL серьёзнейшей проблемой является дальнейшее уменьшение длины волны. Как отмечалось, например, в [161], при продвижении в коротковолновую область уменьшаются пиковые и интегральные коэффициенты отражения зеркал, а конверсионная эффективность лазерно-плазменных источников излучения убывает, например, от 5 % для длины волны 13,5 нм до 1,2–1,5 % для длины волны 6,7 нм [162]. В случае рентгеновских трубок с уменьшением длины волны CE , наоборот, увеличивается. Например, как показано в [159], эффективность генерации на длине волны $\lambda = 3,16 \text{ нм}$, линия $\text{N}_{K\alpha}$, выше более чем на порядок по сравнению с таковой для $\text{Be}_{K\alpha}$, а расчётная эффективность литографа с учётом достижимых на сегодня коэффициентов отражения зеркал выше более чем в три раза. Иными словами, в перспективе можно увеличить и производительность, и пространственное разрешение.

Таким образом, безмасочная литография обеспечивает достаточно большую для практических применений производительность, высокое разрешение и гибкость технологии. Благодаря существенному упрощению источника рентгеновского излучения и всей инфраструктуры, требуемой для его функционирования в составе литографа, уменьшению числа зеркал в схеме, габаритных размеров и энерговооружённости технология становится на порядок дешевле по сравнению с проекционной литографией. При устранении масок резко уменьшается стоимость литографического процесса и её зависимость от объёмов производства. Эта технология нанолитографии станет доступной не только глобальным игрокам, но и более мелким, в том числе исследовательским компаниям. На наш взгляд, БМРЛ идеально подходит для условий российской экономики (ограниченный доступ на мировой рынок, концентрация промышленности на уникальных продуктах, прежде всего для военно-промышленного комплекса, суперкомпьютеры). И что немаловажно, российские исследователи являются лидерами в этом направлении.

6. Заключение

За последние 10–12 лет в ИФМ РАН практически с нуля созданы в лабораторном виде передовые технологии изготовления и методы метрологии высокоточной и сверхгладкой оптики. В основе технологии формообразования высокоточных и сверхгладких оптических элементов лежит ионно-пучковое травление. Метрология формы и шероховатости поверхностей базируется на методах, которые можно отнести к первопринципным, что является важным, так как никакие методы, использующие эталоны, за исключением специально разработанных, также опирающихся на "первые принципы", не гарантируют абсолютной точности измерений. Все эти разработки применены на практике, и подтверждена их эффективность для решения самых разных задач, в том числе для ряда традиционных оптических применений. Использование таких методов позволяет существенно расширить класс реализуемых оптических схем и значительно упростить изготовление прецизионных асферических поверхностей, в том числе высоких (до 10 и более) порядков. Безэталонные методы измерений позволяют изготавливать и апробировать эталоны формы и шероховатости для самых различных применений с гарантированной точностью.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 19-07-00173, 19-02-00081, 18-02-173, 18-02-00588, 18-42-520007, 18-32-00671, 18-32-00173).

Список литературы

- Kirz J, Jacobsen C, Howells M Q. *Rev. Biophys.* **28** 33 (1995)
- Wu B, Kumar A. *Appl. Phys. Rev.* **1** 011104 (2014)
- Golub L et al. *Nature* **344** 842 (1990)
- Горбунов Г Г и др. *Оптический журн.* **76** (10) 75 (2009); Gorbunov G G et al. *J. Opt. Technol.* **76** 651 (2009)
- Акопов А К и др. *Космонавтика и ракетостроение* (5) 77 (2014)
- Hoffman C, Giallorenzi T G, Slater L B. *Appl. Opt.* **54** F268 (2015)
- Erko A et al. (Eds) *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics* (Berlin: Springer, 2008) p. 533
- Berglund M et al. *J. Microsc.* **197** 268 (2000)
- Legall H et al. *Opt. Express* **20** 18362 (2012)
- Wachulak P W et al. *Opt. Express* **19** 9541 (2011)
- Takman P A C et al. *J. Microsc.* **226** 175 (2007)
- Bertilson M et al. *Opt. Express* **17** 11057 (2009)
- Rehbein S et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 110801 (2009)
- Виноградов А В и др. *Зеркальная рентгеновская оптика* (Л.: Машиностроение, 1989)
- Platonov Y et al. *Proc. SPIE* **8076** 80760N (2011)
- Ахсаханян А Д и др. *Поверхность* (1) 5 (2017)
- Huang Q et al. *Appl. Phys. Rev.* **4** 011104 (2017)
- Attwood D, Sakdinawat B A. *X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2017)
- Williamson D M, Zernike E F, Attwood D T. *OSA Proc. Extreme Ultraviolet Lithography* **23** 68 (1995)
- Dinger U et al. *Proc. SPIE* **4146** 35 (2000)
- Oshino T et al. *Proc. SPIE* **5037** 75 (2003)
- Chkhalo N I et al. *Appl. Opt.* **55** 619 (2016)
- Voznesensky N, Zhevlakov A. *Proc. SPIE* **5482** 136 (2004)
- Tan J et al. *Opt. Lett.* **39** 6699 (2014)
- Malacara D. *Optical Shop Testing* (New York: John Wiley and Sons, 1992)
- Zygo Corporation, <http://www.zygo.com>
- Линник В П. *Изв. АН СССР* **1** 210 (1933); Linnik V P. *Bull. Acad. Sci. USSR* **1** 208 (1933)
- Goldberg K A et al. *J. Vac. Sci. Technol.* **20** 2834 (2002)
- Sommargren G E. *Laser Focus World* **8** 61 (1996)
- Naulleau P P et al. *Appl. Opt.* **38** 7252 (1999)
- Otaki K et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **20** 2449 (2002)
- Вознесенский Н Б и др. *ЖТФ* **77** (2) 126 (2007); Voznesensky N B et al. *Tech. Phys.* **52** 271 (2007)
- Zheng M et al. *Chinese Opt. Lett.* **15** 101203 (2017)
- Салащенко Н Н, Торопов М Н, Чхало Н И. *Поверхность* (7) 3 (2008)
- Chkhalo N I et al. *Proc. SPIE* **7025** 702507 (2008)
- Салащенко Н Н, Торопов М Н, Чхало Н И. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74** 62 (2010); Salashchenko N N, Toropov M N, Chkhalo N I. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74** 53 (2010)
- Chkhalo N I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **79** 033107 (2008)
- Chkhalo N I et al., in *Lithography* (Ed. M Wang) (London: INTECH, 2010) p. 71
- Барышева М М и др. *УФН* **182** 727 (2012); Barysheva M M et al. *Phys. Usp.* **55** 681 (2012)
- Blunt R, in *Proc. of the CEMANTECH Conf., Vancouver, Canada, April 24–27, 2006*, p. 59
- Griffith J E, Grigg D A J. *Appl. Phys.* **74** R83 (1993)
- Азарова В В и др. *Оптический журн.* **69** (2) 71 (2002); Azarova V V et al. *J. Opt. Technol.* **69** 125 (2002)
- Martinez-Galarce D et al. *Opt. Eng.* **52** 095102 (2013)
- Барышева М М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 71 (2011); Barysheva M M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 67 (2011)
- Chkhalo N I et al. *Opt. Express* **22** 20094 (2014)
- Barysheva M M et al. *Proc. SPIE* **8076** 80760M (2011)
- Barysheva M M et al., in *Fundamentals of Picoscience* (Ed. K D Sattler) (Boca Raton, FL: CRC Press. Taylor and Francis Group, 2013) p. 595
- Holý V, Baumbach T. *Phys. Rev. B* **49** 10668 (1994)
- Kozhevnikov I V, Pyatakhin M V. *J. X-Ray Sci. Technol.* **8** 253 (2000)
- Asadchikov V E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **530** 575 (2004)
- Chkhalo N I, Salashchenko N N, Zorina M V. *Rev. Sci. Instrum.* **86** 016102 (2015)
- Барышева М М и др., в сб. *Нанопизика и нанoeлектроника. Труды XV международного симпозиума, 14–18 2011 г., Нижний Новгород* Т. 1 (Нижний Новгород: Институт физики микроструктур РАН, 2011) с. 85
- Svechnikov M V et al. *Opt. Lett.* **40** 159 (2015)
- Mahajan V N, Dai G M. *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 2994 (2007)
- Svechnikov M V et al. *Opt. Express* **23** 14677 (2015)
- Karger A M. *Appl. Opt.* **12** 451 (1973)
- Eisenberg N P, Carouby R, Broder J. *Proc. SPIE* **1038** 279 (1988)
- Eklund E R et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 1759 (1991)
- Ellison J F et al. *Proc. SPIE* **8860** 88600O (2013)
- Liao W et al. *Opt. Express* **22** 377 (2014)
- Inaba T et al. *Microelectron. Eng.* **86** 497 (2009)
- Makeev M A, Cuerno R, Barabasi A-L. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **197** 185 (2002)
- Chkhalo N I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **603** 62 (2009)
- Барышева М М и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **76** 190 (2012); Barysheva M M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **76** 163 (2012)
- Chkhalo N I et al. *Appl. Opt.* **55** 1249 (2016)
- Chkhalo N I et al. *Proc. SPIE* **8076** 80760P (2011)
- Ziegler E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **616** 188 (2010)
- Chen S et al. *Appl. Opt.* **54** 1478 (2015)
- Chkhalo N I et al. *Appl. Opt.* **57** 6911 (2018)
- Sidorov D S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **387** 73 (2016)
- Chkhalo N I. *Surf. Coat. Tech.* **311** 351 (2017)
- Chkhalo N I et al. *Appl. Opt.* **58** 3652 (2019)
- Chkhalo N I et al. *Proc. SPIE* **10235** 102350M (2017)
- Endo H et al. *Microelectron. Eng.* **87** 982 (2010)
- Черезова Л А, Михайлов А В, Жевлаков А П. *Оптический журн.* **73** (11) 86 (2006); Cherezova L A, Mikhailov A V, Zhevlakov A P. *J. Opt. Technol.* **73** 812 (2006)
- Xu M et al. *Appl. Opt.* **54** 8055 (2015)
- Weiser M. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **267** 1390 (2009)
- Chkhalo N I et al. *Precision Eng.* **48** 338 (2017)
- Житник И А и др. *Труды ФИАН* **195** 19 (1989)
- Собельман И И и др. *Письма в Астрон. журн.* **22** 604 (1996); Sobelman I I et al. *Astron. Lett.* **22** 539 (1996)
- Ораевский В Н, Собельман И И. *Письма в Астрон. журн.* **28** 457 (2002); Oraevsky V N, Sobelman I I. *Astron. Lett.* **28** 401 (2002)
- Кузин С В и др. *Астрон. вестник* **45** 166 (2011); Kuzin S V et al. *Solar Syst. Res.* **45** 162 (2011)
- Андреев С С и др. *Поверхность* (1) 6 (2003)
- Кузин С В и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 91 (2011); Kuzin S V et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 87 (2011)
- Malyshev I V. *Proc. SPIE* **10235** 102350C (2017)
- Wilson R N. *Reflecting Telescope Optics. I Basic Design Theory and its Historical Development* (Rohrbach: Springer Science and Business Media, 2013) p. 43
- Пономарев Д Н. *Астрономические обсерватории Советского Союза* (М.: Наука, 1987)
- Lew A et al., NASA Technical Report NASA-TM-103443 (1990)

89. Wilson R N, Delabore B *Astron. Astrophys.* **294** 322 (1995)
90. Brooks P *Acta Astronautica* **52** 905 (2003)
91. Middleton E M et al. *IEEE J. Sel. Top. Appl. Earth. Obs. Remote. Sens.* **6** 243 (2013)
92. Korsch D *Appl. Opt.* **13** 2005 (1974)
93. Thales SESO. Space Optics, <http://seso.com/new-services/space-optics/>
94. Baker J G *Proc. Am. Phil. Soc.* **82** 339 (1940)
95. Schmidt B *Central Zeitung Opt. Mech.* **52** 25 (1931)
96. Brychikhin M N et al. *Appl. Opt.* **55** 4430 (2016)
97. Chkhalo N I et al. *J. Astron. Telescopes Instrum. Syst.* **4** 014003 (2018)
98. Григорьев И С, Мейлихов Е З (Ред.) *Физические величины. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991); Пер. на англ. яз.: Grigoriev I S, Meilikhov E Z (Eds) *Handbook of Physical Quantities* (Boca Raton, FL: CRC Press, 1997)
99. Barnes W P *Appl. Opt.* **5** 1883 (1966)
100. Fanson J L et al. *Proc. SPIE* **3356** 478 (1998)
101. Gildner D A, Marder J M *Proc. SPIE* **1485** 46 (1991)
102. Сизенев В С и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиац. повреждений. радиационное материаловедение* (1) 21 (2010)
103. Hashiguchi D, Marder J, Paquin R *Adv. Mater. Process.* **173** 20 (2015)
104. Berglund M et al. *J. Microscopy* **197** 268 (2000)
105. Hanssen E. et al. *J. Struct. Biol.* **177** 224 (2012)
106. Ayele M G et al. *Acta Phys. Polon. A* **129** 237 (2016)
107. Wachulak P W et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **849** 012050 (2017)
108. Sage D et al. *Methods* **115** 28 (2017)
109. http://www.nanotech-now.com/news.cgi?story_id=42612
110. Baghaie A et al. *PLoS One* **12** e0175078 (2017)
111. Tafti A P et al. *Micron* **78** 54 (2015)
112. Халисов М М "Применение атомно-силовой микроскопии для детектирования отклика нативных клеток на внешние воздействия", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Спб.: Институт аналитического приборостроения РАН, 2017)
113. Dehlinger A et al. *Proc. SPIE* **9589** 95890 (2015)
114. Kim K W et al. *Phys. Med. Biol.* **51** N99 (2006)
115. Chao W et al. *Opt. Express* **20** 9777 (2012)
116. Weib D et al. *Ultramicroscopy* **84** 185 (2000)
117. Артюков И А и др. *Квантовая электроника* **22** 951 (1995); Artyukov I A et al. *Quantum Electron.* **25** 919 (1995)
118. Артюков И А *ЖЭТФ* **136** 1009 (2009); Artyukov I A *JETP* **109** 872 (2009)
119. Ejima T et al. *Opt. Express* **18** 7203 (2010)
120. Panessa-Warren B J, in *X-Ray Microscopy. Proc. of the Intern. Symp., Göttingen, Fed. Rep. of Germany, September 14–16, 1983* (Eds G Schmahl, D Rudolph) (Berlin: Springer-Verlag, 1984) p. 268; Пер. на русск. яз.: Шмаль Г, Рудольф Д (Ред.) *Рентгеновская оптика и микроскопия* (М.: Мир, 1987) с. 359
121. Chkhalo N I et al. *Rev. Sci. Instrum.* **86** 063701 (2015)
122. Малышев И В *Поверхность* (1) 3 (2019)
123. Andreev S S et al. *J. Synchrotron Radiat.* **10** 358 (2003)
124. Bertilson M *Opt. Lett.* **36** 2728 (2011)
125. Malyshev I V et al. *Ultramicroscopy* **202** 76 (2019)
126. Kim K et al. *Proc. SPIE* **8326** 832605 (2012)
127. Scotten Jones (2018), <https://seekingalpha.com/article/4151376-tsmc-intel-lead-semiconductor-processes>
128. Wood O et al. *Proc. SPIE* **8322** 832203 (2012)
129. Neisser M, Wurm S *Adv. Opt. Technol.* **4** 235 (2015)
130. Turkot B, Phillips M, in *Proc. of the Intern. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources, Dublin, 2015*, p. 1; <http://www.euvlitho.com/2015/S1.pdf>
131. Kim S S et al. *Proc. SPIE* **10143** 1014306 (2017)
132. Levinson H J, in *Proc. of the Intern. Workshop on EUV Lithography, June 13–16, Berkeley CA, 2016*, p. 1; <http://www.euvlitho.com/2016/P1.pdf>
133. Wagner C, Harned N *Nature Photon.* **4** 24 (2010)
134. Кошелев К Н, Банин В Е, Салашченко Н Н *УФН* **177** 777 (2007); Koshelev K N, Banine V E, Salashchenko N N *Phys. Usp.* **50** 741 (2007)
135. Салашченко Н Н, Чхало Н И *Вестник РАН* **78** 450 (2008); Salashchenko N N, Chkhalo N I *Herald Russ. Acad. Sci.* **78** 279 (2008)
136. Chkhalo N I et al. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* **11** 021123 (2012)
137. Chkhalo N I et al. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* **11** 021115 (2012)
138. Chkhalo N I et al. *Opt. Lett.* **42** 5070 (2017)
139. Menon R et al. *Mater. Today* **8** (2) 26 (2005)
140. Белокопытов Г В, Рыжикова Ю В *Микроэлектроника* **40** 453 (2011)
141. Mapper Lithography, <https://mapper.nl/>
142. Servin I et al. *Proc. SPIE* **9423** 94231C (2015)
143. Choksi N et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **17** 3047 (1999)
144. Menon R, Patel A, Smith H I *Proc. SPIE* **5721** 53 (2005)
145. Chkhalo N I et al. *Proc. SPIE* **10224** 102241O1 (2016)
146. Shroff Y A, Chen Y, Oldham W G *Proc. SPIE* **5374** 637 (2004)
147. Chen Y, Shroff Y *Proc. SPIE* **6151** 61512D (2006)
148. Chen Y *Proc. SPIE* **8323** 83231Q (2012)
149. Johnson K C *J. Vac. Sci. Technol. B* **30** 051606 (2012)
150. Chkhalo N et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **35** 062002 (2017)
151. Texas Instruments, <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/dlp9000x.pdf>
152. Виноходов А Ю и др., в сб. *Нанофизика и нанoeлектроника. Труды XXIII Международного симпозиума, 11–14 2019 г., Нижний Новгород* Т. 1 (Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 2019) с. 436
153. Chkhalo N I et al. *AIP Adv.* **8** 105003 (2018)
154. Svechnikov M V et al. *Opt. Express* **26** 33718 (2018)
155. Shalashov A G et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 153502 (2018)
156. Белик В П и др. *Письма в ЖТФ* **43** (22) 10 (2017); Belik V P et al. *Tech. Phys. Lett.* **43** 1001 (2017)
157. Салашченко Н Н, Чхало Н И, Дюжев Н А *Поверхность* (10) 10 (2018)
158. Basu A et al. *J. Phys. D* **48** 225501 (2015)
159. Chkhalo N I et al. *Proc. SPIE* **11022** 110221M (2019)
160. Лопатин А Я и др. *ЖЭТФ* **154** 1067 (2018); Lopatin A Ya et al. *JETP* **127** 985 (2018)
161. Chkhalo N I, Salashchenko N N *AIP Adv.* **3** 082130 (2013)
162. Otsuka T et al. *Proc. SPIE* **8322** 832214 (2012)

Diffraction limited X-ray optics: technology, metrology, applications

N.I. Chkhalo^(*), I.V. Malyshev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov

*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences,
ul. Ul'yanova 46, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation
E-mail: ^(*)chkhalo@ipm.sci-nnov.ru*

Progress in the fabrication technology of normal incidence multilayer interference mirrors permits the traditional optical methods of microscopy, astronomy and lithography to be transferred to the vacuum ultraviolet (VUV, wavelength: 10–200 nm) and the long-wavelength part of soft X-ray (SXR, wavelength: 2–10 nm) ranges. Due to the short wavelength and properties of interaction with the substance, the radiation of these ranges provides unique opportunities in nanophysics, nanotechnology, and nanodiagnostics of matter. To use the potential of a short wavelength in full, diffraction-limited optics is required. Compared to traditional optics, its accuracy must be at least two orders of magnitude higher. The article provides an analysis of the real capabilities of traditional methods of making and studying precision optical elements, reports on the methods of fabrication and characterization of diffraction-limited optics for the VUV and SXR ranges developed at IPM RAS. Examples of the use of this optics for the tasks of extraterrestrial astronomy, X-ray microscopy and lithography are given.

Keywords: multilayer X-ray mirror, diffraction quality optics, interferometry, aspherical surface, ion etching, roughness, X-ray microscopy, astronomy, lithography

PACS number: **06.30. – k**

Bibliography — 162 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (1) 74–91 (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.05.038601>

Received 4 July 2019

Physics – Uspekhi **63** (1) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.05.038601>