МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Имени М.В. Ломоносова

Физический факультет

На правах рукописи

Якимчук Иван Викторович

Особенности отражения рентгеновского излучения от изогнутых поверхностей

Специальности 01.04.07 – «Физика конденсированного состояния» 01.04.01 – «Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физикоматематических наук.

> Научные руководители Профессор, д.ф.-м.н. А.В. Андреев

Д.ф.-м.н. В.Е. Асадчиков

Москва 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ
ГЛАВА 1. ОТРАЖЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ
РЕАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ. ЭЛЕМЕНТЫ ЗЕРКАЛЬНОЙ
РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР 10
1.1. Отражение рентгеновского излучения от границы раздела двух сред. 10
1.2. Рассеяние рентгеновского излучения на поверхностных
шероховатостях
1.3 Многократное отражение рентгеновского пучка
1.4. Эффект шепчущей галереи
ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 1
ГЛАВА 2. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ
ЗЕРКАЛЬНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ. ОПИСАНИЕ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ТЕСТОВЫХ
ИСПЫТАНИЙ
2.1. Выбор материалов для изготовления элементов зеркальной
рентгеновской оптики
2.1.1. Измерение шероховатости поверхности
2.1.2. Измерение оптических констант
2.1.3. Наблюдение поверхностных артефактов кристаллических
образцов
2.2. Экспериментальная установка для испытания элементов зеркальной
рентгеновской оптики
2.3. Методы обработки экспериментальных данных
2.4. Исследование стеклянных поликапиллярных систем для поворота
пучка рентгеновского излучения
ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 2

ГЛАВА 3. ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫЕ КОНЦЕНТРАТОРЫ ДЛЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ: ОПТИМИЗАЦИЯ И 3.1. Необходимость в оптимизации эллипсоидальных концентраторов. Аналитический подход к описанию свойств и оптимизации параметров 3.1.2. Концентратор конечной длины 64 3.1.4. Пример применения результатов для расчета параметров 3.2. Тестирование эллипсоидальных концентраторов на лабораторных 3.2.1. проведения эксперимента обработки Методика u 3.2.2. Применение эллипсоидальных концентраторов для белковой ГЛАВА ЭФФЕКТ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ НА 4. ВОГНУТЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ B ЖЕСТКОМ **ДИАПАЗОНЕ** 4.1. Качественный анализ эффекта шепчущей галереи на вогнутых сферических поверхностях в жестком диапазоне рентгеновского излучения

4.3.3. Сравнение результатов эксперимента с результатами
моделирования
4.4. Теоретическое описание полученных результатов по наблюдению
эффекта шепчущей галереи в жестком диапазоне рентгеновского
излучения на вогнутом сферическом зеркале 101
ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 4105
ГЛАВА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ВОГНУТЫХ СФЕРИЧЕСКИХ
ПОВЕРХНОСТЕЙ СКОЛЬЗЯЩИМ ПУЧКОМ РЕНТГЕНОВСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ107
5.1. Возможность получения информации о качестве вогнутой поверхности
с помощью скользящего рентгеновского пучка 107
5.2. Предварительные оценки
5.3. Эксперименты по диагностике качества вогнутой сферической
поверхности скользящего рентгеновским пучком 112
5.4. Полученные результаты 114
ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 5
ВЫВОДЫ ДИССЕРТАЦИИ
БЛАГОДАРНОСТИ
ПУБЛИКАЦИИ ПО МАТЕРИАЛАМ ДИССЕРТАЦИИ 126
ЛИТЕРАТУРА

ВВЕДЕНИЕ

28-го декабря 1895 года в журнале Вюрцбургского физикомедицинского общества Вильгельм Конрад Рентген опубликовал работу под названием «О новом типе лучей» [1]. Она была посвящена рентгеновским лучам, или, как их назвал сам автор, Х-лучам. Безусловно, этот тип излучения стал незаменимым инструментом во многих сферах деятельности человека. Со времен этого открытия прошло более ста лет. С тех пор источники рентгеновского излучения неоднократно и существенным образом совершенствовались, однако желание исследователей получать пучки максимально возможной интенсивности при минимальных геометрических размерах с учетом имеющихся характеристик источника присутствовало всегда. Кроме того, для более широкого практического применения рентгеновского излучения необходимо уметь управлять им, облучая лишь желаемую область. Решением всех этих задач занимается рентгеновская оптика.

Всю рентгеновскую оптику разделить можно на зеркальную, дифракционную и рефракционную. К основным элементам дифракционной оптики относятся кристаллы-монохроматоры, дифракционные решетки, френелевские пластинки, брэгг-френелевские зонные пластинки, работающие на отражение. Основное предназначение данных элементов – фокусировка и монохроматизация. Элементы рефракционной оптики (пузырьковые и составные линзы) являются аналогами простых линз в оптике видимого диапазона, и прямой задачей их применения является фокусировка пучка и получение увеличенных/уменьшенных изображений. Наконец зеркальная оптика, основываясь на эффекте отражения, позволяет управлять рентгеновским пучком, т.е. поворачивать, концентрировать и фокусировать излучение.

Каждый из названных разделов рентгеновской оптики имеет свою историю, успехи и собственное теоретическое описание. Данная же работа затрагивает вопросы, связанные лишь с областью зеркальной рентгеновской оптики.

Исследованиями в области зеркальной рентгеновской оптики занимаются достаточно давно. Основные положения теории и достигнутые результаты изложены в главе 1. Тем не менее, до сих пор существует ряд нерешенных проблем. Несколько таких задач, актуальность которых продемонстрирована ниже, рассмотрены в данной работе.

Глава 2 посвящена вопросу выбора оптимального материала для создания элементов зеркальной рентгеновской оптики. В ней также описано экспериментальное оборудование, использованное при выполнении данной работы, продемонстрирован вклад автора в его модификацию.

В главе 3 аналитически решена задача оптимизации эллипсоидальных концентраторов для лабораторных рентгеновских источников. Этот без каких-либо результат позволяет вспомогательных вычислений определить максимально возможную эффективность концентратора на любой длине волны и проанализировать зависимость эффективности от размера источника, длины волны, вещества отражающего покрытия, а также технологических и экспериментальных ограничений, накладываемых на длину концентратора, расстояние между источником и образцом и т.д.

В главах 4 и 5 впервые исследуется эффект шепчущей галереи на вогнутой сферической поверхности в жестком диапазоне рентгеновского излучения. Также впервые рассмотрена и экспериментально реализована идея диагностики качества вогнутых сферических поверхностей скользящим пучком жесткого рентгеновского излучения.

Цели работы

- 1. Создание экспериментальной установки для тестирования элементов зеркальной оптики.
- 2. Оптимизация параметров эллипсоидальных концентраторов по переданной мощности для лабораторных рентгеновских источников.
- 3. Исследование эффекта шепчущей галереи в рентгеновском диапазоне длин волн (0.5Å 3.0Å) на вогнутых сферических поверхностях.
- 4. Разработка метода диагностики качества вогнутых сферических поверхностей скользящим пучком жесткого рентгеновского излучения.

Научная новизна работы

- Впервые аналитически решена задача оптимизации параметров эллипсоидальных концентраторов рентгеновского излучения по переданной мощности для лабораторных источников.
- Впервые исследован эффект шепчущей галереи в рентгеновском диапазоне длин волн (1.2Å - 3.0Å) на вогнутых сферических поверхностях.
- Впервые предложен и экспериментально реализован подход к диагностике качества вогнутых сферических поверхностей скользящим пучком жесткого рентгеновского излучения.

Практическая значимость работы

В процессе выполнения работы автором была создана лабораторная рентгеновская установка, позволяющая проводить испытания зеркальных рентгенооптических элементов. В ходе выполнения работы автором были исследованы капилляры, поликапиллярные системы, эллипсоидальные концентраторы, поворотные зеркала шепчущей галереи. Продемонстрированы эффекта шепчущей возможности галереи для неразрушающего контроля поверхностей вогнутых сферических зеркал.

На защиту выносятся следующие положения:

- Аналитическое решение задачи оптимизации параметров эллипсоидальных концентраторов по переданной мощности для лабораторных источников рентгеновского излучения.
- Теоретическое и экспериментальное описание особенностей эффекта шепчущей галереи в диапазоне рентгеновского излучения (длины волн от 1.2 Å до 3 Å) на вогнутых сферических поверхностях.
- Возможность применения эффекта шепчущей галереи для диагностики качества вогнутых сферических поверхностей.

Апробация работы

Основные положения диссертационной работы докладывались И обсуждались на: Второй международной молодёжной научной школесеминаре «Современные дифракционных методы анализа данных (дифракционные нанотехнологии)», Великий методы для Новгород, 1-5 сентября 2008 г.; Втором международном научном симпозиуме X-RAY MICRO AND NANOPROBES 2009 (Рентгеновские исследования с микро- и нанометровым пространственным разрешением), Палинуро, Италия. 14-22 июня 2009 г.; Седьмой национальной конференция по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для исследования наносистем и материалов, Нано-Био-Инфо-Когнитивные технологии (РСНЭ-НБИК 2009), Москва, 16-21 ноября 2009 г.; Рабочем совещании «Рентгеновская оптика - 2010», ИПТМ РАН, г. Черноголовка, 20 - 23 сентября 2010 г; научных совещаниях рабочей группы COST MP0601 «Лабораторные источники коротковолнового излучения» (Европейский Союз), Дублин, Ирландия, 30-31 мая 2011 г. и Париж, Франция, 16-19 ноября 2011 г.; Третьей международной молодёжной научной школе-семинаре «Современные методы анализа дифракционных данных (дифракционные методы для нанотехнологии)», Великий Новгород, 12-16 сентября 2011 г.; Восьмой национальной конференция по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для исследования наносистем и материалов, Нано-Био-Инфо-Когнитивные технологии (РСНЭ-НБИК 2011), Москва, 14-18 ноября 2011 г.

<u>Личный вклад автора.</u> Автор участвовал в проведении всех рентгеновских экспериментов, а эксперименты, связанные с многократным отражением рентгеновских лучей (по исследованию элементов капиллярной оптики и эффекта шепчущей галереи), проведены им лично. Создание использованной для этих целей экспериментальной установки стало возможным в результате выполненных автором работ по её автоматизации. разработана обработки Автором часть программ для результатов эксперимента. Автору удалось аналитически решить задачу оптимизации по переданной мощности концентраторов рентгеновского излучения лабораторных источников, а также описать распространение пучков шепчущей галереи вдоль вогнутых сферических поверхностей. Таким образом, все основные результаты, изложенные в тексте диссертации, получены соискателем лично или при его непосредственном участии.

ГЛАВА 1. ОТРАЖЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ РЕАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ. ЭЛЕМЕНТЫ ЗЕРКАЛЬНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР.

В главе коротко изложены основные положения теории отражения зеркального рентгеновского излучения, а также рассмотрены факторы, определяющие эффективность отражения излучения. Описаны наиболее часто применяемые элементы зеркальной рентгеновской оптики и их принципы действия.

1.1. Отражение рентгеновского излучения от границы раздела двух сред

Одной из особенностей рентгеновского диапазона является низкая отражательная способность всех материалов практически во всем диапазоне углов скольжения. Лишь при малых углах скольжения, т.е. при углах падения близких к 90 градусам, пучок отражается с высокой эффективностью (близкой к 100%). Коротко рассмотрим теорию отражения рентгеновского излучения от границы раздела двух сред.

При описании взаимодействия рентгеновского излучения ($\lambda = 0.01 - 30$ нм) с веществом, большую часть атомных электронов можно рассматривать свободными, поэтому диэлектрическая проницаемость всех материалов в рентгеновском диапазоне, как правило, меньше единицы:

$$\varepsilon = 1 - \delta + i\gamma \tag{1.1}$$

где δ и γ – вещественные величины, описывающие поляризуемость и поглощение (δ , $\gamma \ll 1$). Для вещества известного состава δ и γ могут быть выражены через атомные факторы рассеяния f_1 и f_2 следующим образом:

$$\delta = \frac{r_0}{2\pi} \lambda^2 N \sum_j \alpha_j f_1^{(j)} \quad \gamma = \frac{r_0}{2\pi} \lambda^2 N \sum_j \alpha_j f_2^{(j)} \tag{1.2}$$

где r_0 – классический радиус электрона; N – концентрация атомов; λ – длина волны излучения; α_j – доля атомов сорта ј ($\Sigma_j \alpha_j = 1$). На практике удобно пользоваться формулой, записанной в несколько ином виде:

$$\binom{\delta}{\gamma} \approx 0.54 \cdot 10^{-5} \frac{\rho}{\sum_{j} \alpha_{j} \mu_{j}} \lambda^{2} \binom{\sum_{j} \alpha_{j} f_{1}^{(j)}}{\sum_{j} \alpha_{j} f_{2}^{(j)}}$$
(1.3)

где λ выражено в ангстремах, плотность вещества ρ [г/см³], атомный вес μ – в атомных единицах массы (а.е.м.).

При падении рентгеновской волны из оптически более плотной среды (вакуум) в оптически менее плотную (вещество с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon < 1$) под углами скольжения θ_0 меньше критического угла $\theta_c = |1 - \varepsilon|^{1/2}$, волна не может проникнуть внутрь вещества и отражается обратно в вакуум. Такое явление получило название полного внешнего отражения (ПВО), и по существу оно аналогично эффекту полного внутреннего отражения в видимом диапазоне. Разница в названии проистекает из того, что в видимом диапазоне оптически менее плотной средой является вакуум, а не среда (как в рентгеновском), и по этой причине эффект можно наблюдать при падении волны, исходящей из глубин среды (поэтому отражение «внутреннее») к границе раздела с вакуумом (воздухом).

Для плоской границы раздела со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости связь между амплитудами падающей, отражённой и преломлённой волн описывается формулами Френеля [2]. Для отраженной волны имеем:

$$R_F^{s,p}(\theta_0) = \left| \frac{E_r^{s,p}}{E_i^{s,p}} \right|^2 = \left| \frac{\eta \sin \theta_0 - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta_0}}{\eta \sin \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta_0}} \right|^2$$
(1.4)

где $E_i^{s,p}$ и $E_r^{s,p}$ – амплитуды падающей и отражённой волн для *s*- или *p*состояний поляризации соответственно; ε – диэлектрическая проницаемость вещества; θ_0 – угол скольжения; параметр $\eta = 1$ для *s*-поляризованного излучения и $\eta = \varepsilon$ для *p*-поляризованного.

В рентгеновском диапазоне при углах $\theta_0 \ll 1$ коэффициент отражения (1.4) от вида поляризации практически не зависит [3, 4]:

$$\frac{R_F^s(\theta_0) - R_F^p(\theta_0)}{R_F^s(\theta_0)} \ll 1$$
(1.5)

Поэтому можно ограничиться рассмотрением *s*-поляризованного излучения, т.е. в формуле (1.4) положить $\eta = 1$.



Рис. 1.1. Рассчитанные коэффициенты отражения при скользящем падении рентгеновского излучения для следующих значений соотношений γ/δ : 0(1); 0.01 (2); 0.1 (3); 0.4 (4); 1.0 (5); 4.0 (6).

На рис. 1.1 представлены рассчитанные нами коэффициенты отражения (1.4) для разных значений отношения γ/δ . В отсутствие поглощения, т.е. в случае $\gamma = 0$, коэффициент отражения (1.4) точно равен единице при $\theta_0 < \theta_c = \sqrt{|1-\varepsilon|}$ и быстро падает при выходе из области ПВО (кривая 1). Если $\gamma \neq 0$ то коэффициент отражения всегда меньше единицы, т.е. в этом случае отражение, строго говоря, не является полным. Тем не менее, если поглощение мало ($\gamma/\delta \ll 1$), значение $R_F(\theta_0)$ в области ПВО остаётся близким к единице (кривая 2). При увеличении поглощения, коэффициент отражения в области ПВО уменьшается, а зависимость $R_F(\theta_0)$ становится более плавной (кривая 3). При $\gamma > \delta$ понятие критического угла ПВО теряет смысл (кривые 5 и 6).

Рассмотренное однократное отражение пучка от однородного покрытия используется В простейших концентрирующих И фокусирующих устройствах, работающих на эффекте ПВО (например, эллипсоид и параболоид вращения [5-7]). Несмотря на то, что данные устройства относят к простейшим в своем роде, они достаточно эффективно применяются для фокусировки и коллимации рентгеновских пучков. При этом их расчет и создание является достаточно сложными задачами. Малость критического угла ПВО практически для каждого материала во всем диапазоне длин волн рентгеновского излучения приводит к высоким требованиям к точности проектирования, а затем И изготовления таких рентгенооптических элементов. Следовательно, необходимо иметь возможность рассчитывать с высокой точностью оптимальные значения параметров того или иного элемента. В главе 3 нами решена задача об оптимизации эллипсоидального концентратора скользящего падения для лабораторных рентгеновских источников.

Из (1.4), а также рис. 1.1, ясно, что для создания эффективной зеркальной оптики важную роль играет выбор значения диэлектрической постоянной ($\varepsilon = 1 - \delta + i\gamma$) отражающего покрытия, что для заданной длины волны определяется материалом.

Расчеты показывают [8], что максимальная эффективность большинства зеркальных рентгенооптических элементов достигается при использовании в качестве отражающего покрытия либо самых тяжелых материалов (Au, Pt, Os, Ir), характеризуемых наибольшей поляризуемостью $|1-\varepsilon|$, либо более легких материалов (Ni, Ru) с меньшей поляризуемостью, но и существенно меньшим поглощением. В качестве примера на рис. 1.2

представлена рассчитанная нами по (1.4) зависимость коэффициента зеркального отражения рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda = 0.154$ нм от поверхностей из золота, никеля и стекла. Учитывая, что для практических применений следует использовать отражающие покрытия устойчивые к окислению, их набор, по существу, ограничен вышеперечисленными материалами.



Рис. 1.2. Зависимость коэффициента однократного отражения рентгеновского излучения с длиной волны λ = 0.154 нм от угла скольжения с отражающим покрытием из разных материалов.

Отметим, что истинное значение диэлектрической проницаемости поверхностного слоя конкретно взятого образца по ряду причин может заметно отличаться от табличного значения для данного материала и выбранной длины волны. Во-первых, химический состав внутри и на поверхности материала, как правило, отличаются, т.к. существует переходной слой с другой рентгенооптической плотностью, образующийся при взаимодействии с окружающей средой. Во-вторых, возможно отличие объемного состава материалов и их плотности от табличных значений, связанное с условиями их изготовления или возникновения в природе.

По этой причине при создании элементов рентгеновской оптики необходимо уметь определять значение диэлектрической постоянной

экспериментально. Решение этой задачи может быть осуществлено разными путями [9]. Мы использовали метод измерения кривой зеркального отражения, т.е. зависимости коэффициента зеркального отражения от угла скольжения. Определение распределения диэлектрической проницаемости в образце по его кривой отражения составляет обратную задачу рентгеновской рефлектометрии. Коротко рассмотрим способы решения этой задачи.

Будем считать, что зондирующий пучок является достаточно узким и нерасходящимся, а латеральные изменения диэлектрической проницаемости малы по сравнению с нормальными в области отражения пучка. Тогда можно утверждать [2], что кривая отражения будет определяться ЛИШЬ распределением значений оптической плотности вглубь образца $\varepsilon(z)$. Принцип действия всех алгоритмов решения обратной задачи рентгеновской рефлектометрии состоит в подборе такого распределения $\varepsilon(z)$, для которого кривая отражения будет совпадать пределах погрешности В С экспериментальной кривой. Можно выделить два ключевых момента в любом алгоритме решения обратной задачи: метод решения прямой задачи, т.е. метод расчета кривой отражения по известному распределению $\varepsilon(z)$, и метод поиска искомого $\varepsilon(z)$, состоящий в минимизации отличий между измеренной и расчетной кривыми.

В случае достаточно однородного образца, т.е. когда $\mathcal{E}(z) \approx const$, решение обратной задачи является тривиальным. Действительно, пренебрегая шириной и расходимостью зондирующего рентгеновского пучка, зависимость коэффициента отражения от угла скольжения будет описываться аналитической формулой Френеля (1.4). Тогда из результатов наименьших аппроксимации (например, методом квадратов) экспериментальной кривой уравнением (1.4) можно определить значение диэлектрической постоянной для исследуемого материала.

Если же образец не является однородным, то существенно осложняется процедура прямого расчета кривой отражения, и, как следствие, решение

обратной задачи в целом. Для описания взаимодействия рентгеновской волны с оптически неоднородной средой необходимо решать волновое уравнение, в общем случае не имеющее аналитического решения. Одним из общепринятых подходов для расчета рефлектометрических кривых от неоднородных подложек состоит в приближении распределения $\varepsilon(z)$ ступенчатой функцией, т.е. образец разбивается на однородные слои конечной толщины. По сути, это приближение является решением вышеупомянутого волнового уравнения численным методом Эйлера. Эта задача теоретически рассмотрена в [10]. Подробное описание различных подходов можно также найти в [2, 9, 11, 12].

Для поиска оптимального распределения $\varepsilon(z)$ составляется некоторый функционал, минимизация которого приводит к совпадению экспериментальной и расчетной кривых в пределах погрешности, а также соблюдению ряда условий, вытекающих из каких-либо априорных данных. Для минимизации часто используют один из самых мощных на сегодняшний день алгоритмов, метод Левенберга-Марквардта [13].

Более подробное описание методов решения обратной задачи рентгеновской рефлектометрии рассмотрено в [14-17].

Отметим, что конченые размеры пучка и апертуры детектора, а также расходимость пучка и наличие поверхностных шероховатостей (см. ниже) приводят к существенным искажениям [9] измеряемых кривых и, как следствие, определяемых значений диэлектрической постоянной.

1.2. Рассеяние рентгеновского излучения на поверхностных шероховатостях

Приведённое в разделе 1.1 описание взаимодействия излучения с одиночными поверхностями предполагает, что отражающая поверхность идеально гладкая. Реальные поверхности, даже самого высокого качества полировки, имеют неровности. При описании взаимодействия рентгеновского излучения с такими поверхностями размер этих неровностей становится сравним с длиной волны $\lambda = 0.01 - 30$ нм, и, следовательно, пренебрегать влиянием истинного рельефа нельзя.



Рис. 1.3. Взаимодействие электромагнитной волны с поверхностью вещества: а) – идеально гладкой; б) – со случайными шероховатостями [18]. Обозначения волновых векторов: k_0 - падающая, k_1 - зеркально отражённая, k_2 - преломлённая, k_3 - рассеянная в вакуум и k_4 - рассеянная вглубь вещества волны.

В случае идеально резкой и идеально гладкой границы раздела (рис. 1.3а), пучок расщепляется на два: зеркально отражённый (k_1) и преломлённый (k_2) . Направление последнего определяется законом Снелла. Если же на границе раздела имеются шероховатости (рис. 1.3б), то помимо отражённой и преломлённой волн возникает рассеянное излучение, которое распространяется от границы раздела как в сторону вакуума (k_3) , так и вглубь среды (k_4) во всем телесном угле 4π . Штриховой линией условно показано распределение рассеянного излучения (индикатриса рассеяния). Сумма интенсивностей четырёх компонент в отсутствие поглощения равна интенсивности падающей волны.

Количественно оценить влияние рассеяния на эффективность отражения можно с помощью разных подходов. В качестве примера приведем приближение Кирхгофа [19, 20]. Это приближение, называемое также приближением касательной плоскости или приближением физической оптики, состоит в том, что поле в каждой точке поверхности представляется в виде суммы падающего поля и поля, отражённого по закону геометрической оптики от плоскости, касательной к поверхности в рассматриваемой точке. Тогда поле в любой точке пространства может быть найдено стандартным методом. Кроме того, предполагается, что коэффициент отражения один и тот же во всех точках поверхности (пологие шероховатости). В методе Кирхгофа рассматриваются только однократно рассеянные волны. Это допустимо, пока неровности достаточно пологи. С увеличением их наклона необходимо учитывать многократное рассеяние волн.

В приближении Кирхгофа коэффициент зеркального отражения $R_{spec}(\theta_0)$ и интегрального рассеяния $TIS(\theta_0)$ (Total Integrated Scattering) имеют вид:

$$R_{spec}(\theta_0) = R_F(\theta_0) \cdot \exp\left[-\left(\frac{4\pi\sigma\sin\theta_0}{\lambda}\right)^2\right]; \qquad (1.6)$$

$$TIS(\theta_0) = R_F(\theta_0) \cdot \left(1 - \exp\left[-\left(\frac{4\pi\sigma\sin\theta_0}{\lambda}\right)^2\right]\right)^2; \quad (1.7)$$

где R_F – коэффициент отражения от идеально гладкой поверхности (1.4), σ – среднеквадратичная высота шероховатости, θ_0 – угол скольжения, отсчитываемый от плоскости поверхности. Экспоненциальный сомножитель в выражениях (1.6), (1.7) часто называют фактором Дебая-Валлера по аналогии с соответствующим выражением, возникающим в теории отражения рентгеновской волны от идеального кристалла при учёте тепловых колебаний атомов [21].

На рис. 1.4 приведена рассчитанная нами по формуле (1.6) зависимость коэффициента зеркального отражения от золотого покрытия для излучения с длиной волны 1.54 Å от среднеквадратичной высоты шероховатости σ при углах скольжения $\theta_0 = 0.5\theta_c$; θ_c ; 1.5 θ_c . Видим, что при $\sigma < 0.4$ нм коэффициент отражения даже для $\theta_0 = 1.5\theta_c$ (что соответствует $R_F(\theta_0) \sim 1\%$) составляет не менее 80% от случая идеально гладкой поверхности.

Более подробное описание рассеяния рентгеновского пучка при отражении от шероховатых поверхностей рассмотрено в [18, 20].



Рис. 1.4. Коэффициент зеркального отражения от золота для излучения с длиной волны $\lambda = 1.54$ Å в зависимости от среднеквадратичной высоты шероховатости σ при углах скольжения $\theta_0 = 0.5\theta_c$ (1); $1.0\theta_c$ (2); $1.5\theta_c$ (3). Кривые нормированы на значения соответствующих коэффициентов отражения для гладкой поверхности ($\sigma = 0$).

Таким образом, ПОМИМО значения диэлектрической постоянной немалую роль в достижении высоких коэффициентов отражения играет шероховатость отражающей поверхности. В большинстве задач рентгеновской оптики необходимо, чтобы среднеквадратичная высота шероховатости $\sigma_{_{9\varphi\varphi}}$ не превышала десятых долей нанометров [9]. Основными поверхностей методами диагностики качества являются контактная профилометрия, интерферометрия, атомно-силовая микроскопия (АСМ), а рентгеновские Рентгеновские также методы. методы изучения поверхностных шероховатостей состоят в измерении и анализе индикатрисы рассеянного излучения. Методы этого анализа основаны на использовании Борновской теории искаженных волн (DWBA) [2], либо теории возмущений [9, 22].

Мы пользовались методом, основанным на применении теории возмущений по высоте шероховатости. Это позволяет непосредственно определять спектральную плотность мощности поверхностных шероховатостей (*PSD*-функцию) по одномерной индикатрисе рассеяния:

$$\Pi(\theta_{sct}) = \frac{1}{W_{inc}} \frac{dW_{sct}}{d\theta_{sct}} = \frac{k^3 |1 - \varepsilon|^2 |t(\theta_0) t(\theta_{sct})|^2}{16\pi \sin \theta_0 \sqrt{\cos \theta_0 \cos \theta_{sct}}} \times PSD(\nu);$$

$$t(\theta) = \frac{2\sin \theta}{\sin \theta + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}}; \qquad \nu = \frac{1}{\lambda} |\cos \theta_0 - \cos \theta_{sct}|;$$
(1.8)

где W_{inc} – мощность падающего излучения; W_{sct} – мощность рассеянного излучения; k – волновое число; v – пространственная частота; PSD(v) – спектральная плотность мощности поверхностных шероховатостей; ε – комплексная диэлектрическая проницаемость материала; θ_0 – угол скольжения; θ_{sct} – угол рассеяния; $t(\theta)$ – амплитудный коэффициент прохождения для идеально гладкой поверхности.

Для определения эффективной высоты шероховатости поверхности необходимо вычислить:

$$\sigma_{s\phi\phi}^{2} = \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} PSD(v) dv$$
(1.9)

Эффективная высота шероховатости представляет собой интеграл от *PSD*-функции в диапазоне пространственных частот, определяемом возможностями каждого метода. Для метода рентгеновского рассеяния (длина волны 1.54 Å) область определения *PSD*-функции составляет $v_{min} \sim 0.05 \text{ мкm}^{-1}$, $v_{max} \sim 10 \text{ мкm}^{-1}$, а для метода ACM (Solver P47H, NT-MDT, максимальный размер области сканирования 100×100 мкм²) интервал пространственных частот v составляет 0.02 – 100 мкм⁻¹ [23].

Результаты экспериментальных исследований шероховатости поверхностей представлены в главе 2.

1.3 Многократное отражение рентгеновского пучка

В оптических однократного элементах отражения траектории рентгеновских пучков практически прямолинейны В виду малости критического угла ПВО. Развитие технологии многослойных рентгеновских зеркал (исследование которых не входит в задачи данной работы) позволяет эффективно отражать пучки даже при нормальном падении [24]. Дело в том, что при некоторых толщинах слоев, для выбранной длины волны и определенных углов отражения выполняется условие Брэгга. Вследствие этого отраженные от всех границ раздела волны складываются в фазе. Правильный подбор материалов обеспечивает достаточно высокий коэффициент отражения [25-29]. Отметим, что выбор толщин и материалов одной неразрывной задачей. Однако условие является Брэгга при фиксированных толщинах и угле отражения выполняется лишь для набора приводит высокой дискретного длин, ЧТО К спектральной селективности многослойных зеркал. По этой причине их применение для управления пучками широкополосного излучения затруднительно.

Иные возможности по управлению широкополосными рентгеновскими пучками открывают элементы скользящего падения с большим числом отражений [30-44]. В таких системах первоначальный пучок падает на отражающую поверхность под углом скольжения θ_1 меньше критического угла ПВО, затем он снова испытывает отражение в условиях ПВО, в общем случае, под некоторым другим углом θ_2 . Так продолжается до тех пор, пока пучок окончательно не отразится от зеркала, испытав *N* отражений. При этом

пучок повернется на угол
$$\psi = 2 \sum_{i=1}^{N} \theta_i$$
 с эффективностью $R = \prod_{i=1}^{N} R_i$, если R_i –

коэффициент отражения при *i*-ом падении на зеркало, вычисляемый по формуле Френеля (1.4).

В простейшем случае цилиндрического зеркала угол скольжения остается неизменным. При угле раствора зеркала ψ , несложно получить для числа отражений и итоговой эффективности поворота пучка:

$$N = \left[\frac{\psi}{2\theta}\right] + 1, \quad R = R_F^N(\theta),$$

где [x] означает целую часть x.

Другим примером систем большого числа отражений могут служить капиллярные системы [39-43]. Простейшим элементом капиллярной оптики является прямой цилиндрический капилляр, представляющий собой полую стеклянную трубку цилиндрической формы. Как и в рассмотренном выше случае, угол скольжения остается неизменным при распространении пучка Такой элемент может эффективнее ВДОЛЬ капилляра. быть гораздо традиционного щелевого коллиматора эквивалентного размера. Действительно, ограничивая угловую расходимость и физический размер капилляр захватывает больший телесный угол испускаемого пучка, источником излучения. Кроме того, распространяясь внутри капилляра, интенсивность пучка изменяется с пройденным расстоянием как 1/L, в то время как в отсутствие оптики $1/L^2$ [8]. По этим причинам в случае больших расстояний «источник-образец» удается достичь увеличения интенсивности пучка на образце на несколько порядков.

В ряде случаев (например, в спектроскопических исследованиях) необходимо иметь возможность отклонять рентгеновский пучок хотя бы на небольшие углы (до 10°), контролируя при этом ширину пучка. Одной из возможных схем, удовлетворяющих данным требованиям, является схема с использованием изогнутой капиллярной оптики. В литературе возможность использования капилляров в качестве элементов управления рентгеновским пучком описана и обоснована достаточно давно [45]. Было показано, что

изогнутый капилляр принципиально способен поворачивать пучок жесткого рентгеновского излучения на углы до 10° с эффективностью до 10% [46]. Отметим, что угловая расходимость выходящего из капилляра пучка ограничена двойным критическим углом. Было также предложено использовать не один, а множество капилляров, изогнутых возможно по различным траекториям [45,47].

В главе 2 представлены результаты исследования эффективности поворота рентгеновского пучка системой большого числа цилиндрических капилляров.



Рис. 1.5. Поликапиллярные рентгеновские концентраторы [8].

Наиболее распространенными примерами поликапиллярной оптики являются рентгеновские концентраторы (иногда их называют рентгеновскими линзами) [48]. Принципиальная схема этих устройств представлена на рис. 1.5.

Каждый капилляр в системе входным отверстием направлен на источник, а выходные отверстия совместно формируют результирующий пучок. В работах [49-54] демонстрируется эффективность применения таких устройств в задачах рентгеноструктурного и флуоресцентного анализа.

1.4. Эффект шепчущей галереи

Предельным случаем многократных отражений можно считать эффект шепчущей галереи, который состоит в том, что акустическая или электромагнитная волна, падающая по касательной на вогнутую поверхность, скользит вдоль нее за счет последовательных отражений (рис. 1.6).



Рис. 1.6. Схема, иллюстрирующая эффект шепчущей галереи.

В работах [30, 55] было предложено использовать этот эффект для управления пучками рентгеновского излучения. Результаты теоретических исследований эффекта шепчущей галереи в диапазоне коротких длин волн суммированы в работах [9, 56, 57]. Эффективность поворота рентгеновского луча, падающего по касательной на вогнутую поверхность углового раствора ψ , определяется следующим выражением:

$$R_0(\psi) = \exp\left[-2\psi \operatorname{Im}(1-\varepsilon)^{-1/2}\right] \approx \exp\left(-\psi\gamma/\delta^{3/2}\right); \qquad \varepsilon = 1 - \delta + i\gamma \qquad (1.8)$$

где ε – комплексная диэлектрическая проницаемость вещества вогнутого зеркала, а последняя (приближенная) формула справедлива лишь для материалов с малым поглощением $\gamma/\delta << 1$. Формула (1.8) может быть получена как в приближении геометрической оптики, так и на основе решения волнового уравнения [9, 56].

Характерные особенности выражения (1.8) состоят в следующем. Вопервых, эффективность поворота максимальна при малом поглощении излучения, а не при большой поляризуемости вещества отражающего покрытия, как в обычной оптике скользящего падения. Во-вторых, эффективность поворота (1.8) не зависит ни от длины пути луча вдоль вогнутой поверхности (радиуса кривизны), ни даже от ее конкретной формы, а определяется лишь углом поворота ψ . При правильном выборе вещества отражающего покрытия эффективность (1.8) составляет десятки процентов при повороте рентгеновского пучка на угол 90° [56].

Эти особенности эффекта демонстрируются на рисунке 1.7, где приведена рассчитанная [58] зависимость эффективности (1.8) от угла поворота луча для ЖР излучения ($\lambda = 0.154$ нм) и кварцевого вогнутого зеркала (кривая 1). Для сравнения на рисунке представлена рассчитанная по формуле Френеля (1.4) эффективность поворота луча при однократном отражении от плоской поверхности плавленого кварца или вольфрама (кривые 2, 3). Как мы видим, отражение значительно лишь при повороте на угол, не превышающий удвоенный критический угол полного внешнего отражения (ПВО) $\Psi \leq 2\theta_c$, причем типичные значения $\theta_c = \sqrt{|1-\varepsilon|}$ составляют 0.15-0.45° на длине волны $\lambda = 0.154$ нм. Наконец, в отличие от

периодических многослойных зеркал, хотя и эффективно отражающих МР излучение вплоть до нормального падения, но являющихся спектрально селективными, зеркала с шепчущими модами имеют очень широкую полосу пропускания.



Рис. 1.7. Эффективность транспортировки узкого рентгеновского пучка (λ = 0.154 нм), скользящего вдоль вогнутой кварцевой поверхности, в зависимости от угла поворота (1). Для сравнения показана эффективность поворота пучка при однократном отражении от плоского кварцевого (2) или вольфрамового (3) зеркала [58].

Будем считать «мягким» диапазон длин волн от 2.3 Å до 100 Å, а «жёстким» - диапазон длин волн от 0.1Å до 2.3 Å. Экспериментальные исследования эффекта в мягкой рентгеновской (МР) области спектра описаны в работах [59-62], а в диапазоне жесткого рентгеновского (ЖР) излучения – в работах [32, 63]. Отмеченные выше особенности эффекта шепчущей галереи позволяют использовать его для управления пучками синхротронного излучения [57, 64, 65], в резонаторах рентгеновских лазеров [57, 66, 67], а также для концентрации и коллимации рентгеновского излучения [9, 68-70].

В то же время практическое использование эффекта шепчущей галереи затруднено рядом технических проблем. Прежде всего, для эффективного

поворота рентгеновского пучка конечной ширины *d* необходимо, чтобы весь пучок падал на вогнутую поверхность в условиях ПВО. Для этого необходимо выполнение следующего условия [56]:

$$d < \rho \theta_c^2 / 2 \tag{1.9}$$

где *р* – радиус кривизны вогнутой поверхности.

В МР области спектра ($\lambda \sim 5 - 10$ нм) критический угол ПВО равен $\theta_c \sim 5 - 20^\circ$. Следовательно, ширина пучка (1.9), поворачиваемого вогнутой поверхностью, составляет вполне приемлемое значение от 0.3 мм до нескольких сантиметров (при типичных для практики значениях радиуса кривизны $\rho \sim 0.1 - 10$ м), однако использование излучения этого диапазона длин волн (длина пробега в воздухе менее 1 мм) подразумевает наличие вакуумной камеры соответствующего размера.

С другой стороны, использование ЖР излучения (длина пробега в воздухе более 1 м) требует применения весьма узких пучков, поворачиваемых вогнутой поверхностью. Если взять в качестве примера кварцевую поверхность радиуса кривизны $\rho = 25$ см, то критический угол ПВО равен $\theta_c = 0.2^\circ$ на длине волны $\lambda = 0.154$ нм, а ширина пучка составляет всего лишь $d \sim 1.5$ мкм. Такое малое значение d приводит к необходимости чрезвычайно тщательной юстировки цилиндрического зеркала ПО отношению к хорошо коллимированному рентгеновскому пучку (см., например, работу [62]). Поэтому, по-видимому, не случайно авторы работ [32, 63] использовали для исследования эффекта шепчущей галереи на длине волны λ = 0.154 нм плоскую полированную кремниевую пластину, а не реальное вогнутое зеркало. При юстировке пластина сохранялась плоской и лишь затем изгибалась с помощью специальных винтов для придания вогнутой формы и наблюдения эффекта шепчущей галереи.

В главе 4 теоретически и экспериментально изучены особенности эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности в жестком

диапазоне рентгеновского излучения (0.12 – 0.3 нм). Мы покажем, что проблема юстировки практически исчезает в таком наиболее важном для практики случае.

Одной из интересных идей является применение эффекта шепчущей галереи для исследования шероховатости вогнутых поверхностей [71-75], что на сегодняшний день представляется серьезной проблемой. При превышении значений радиуса кривизны и/или характерного некоторых размера поверхности данная задача становится трудно разрешимой и дорогостоящей при использовании известных методов [73, 74]. Такие крупные вогнутые зеркала используются, например, в современной астрономии. За последние несколько лет в мире введено в эксплуатацию более десятка крупных телескопов, среди которых многие имеют диаметры главных зеркал 8 – 10 м. Астрономы все более остро ощущают необходимость создания крупных наземных телескопов нового поколения с главными зеркалами диаметром от 10 до 100 м [73]. Стало быть, разработка метода контроля качества больших вогнутых поверхностей, основанного на использовании эффекта шепчущей галереи, будет иметь очевидные преимущества по сравнению с уже существующими сканирующими методами. Действительно, скользящий поверхности позволяет исследовать ВДОЛЬ пучок ee целиком, a эффективность поворота (1.8) не зависит от размера поверхности. В главе 5 описан такой подход, созданный и экспериментально испытанный нами.

ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 1

- Показано, что для создания эффективной зеркальной рентгеновской оптики необходимо контролировать как значение диэлектрической проницаемости, так и величину поверхностной шероховатости отражающего материала.
- 2) Показано, что оптимальное использование концентрирующих элементов зеркальной рентгеновской оптики требует высокой точности

проектирования и изготовления и становится возможным при наличии соответствующих теоретических оценок.

- 3) Опубликованные до настоящего времени работы показывают, что наблюдение эффекта шепчущей галереи в жестком диапазоне рентгеновского излучения требует трудно выполнимой, прецизионной юстировки зеркала по отношению к источнику.
- Показана перспективность создания метода контроля качества вогнутых зеркальных поверхностей большого диаметра, основанного на эффекте шепчущей галереи.

ГЛАВА 2. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЗЕРКАЛЬНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ТЕСТОВЫХ ИСПЫТАНИЙ

В настоящей главе рассмотрен вопрос о выборе материалов для изготовления рентгенооптических элементов, основанных на явлении полного внешнего отражения. Представлены результаты по исследованию возможности применения синтетического сапфира в качестве такого материала. Рассмотрены используемые в работе рентгеновские приборы и описан вклад автора в их модификацию.

2.1. Выбор материалов для изготовления элементов зеркальной рентгеновской оптики

Традиционным материалом для создания оптических элементов видимого диапазона является стекло (в частности, плавленый кварц). На данный момент широко развиты как технологии обработки, так и методы контроля качества изготавливаемых образцов из этого материала. Однако требования, предъявляемые ясно, что К материалам при создании рентгеновской оптики, заметно выше, чем в оптике видимого диапазона. Например, как показано в главе 1, микрошероховатость отражающей поверхности должна быть всего лишь на уровне нескольких ангстрем. Одно это требование существенно ограничивает круг возможных материалов, среди которых стекло, кремний и сапфир. Рассмотрим вопрос применимости этих материалов для задач зеркальной рентгеновской оптики скользящего В главе 1 мы показали, что существенным образом падения. на эффективность отражения рентгеновского пучка от некоторой поверхности влияют её оптические константы, а также шероховатость отражающего вещества. Рассмотрим, какие из названных материалов обладают наименьшей шероховатостью.

2.1.1. Измерение шероховатости поверхности

При исследовании шероховатостей мы измеряли одномерную индикатрису рассеяния жесткого рентгеновского излучения, в условиях ПВО, а затем по формулам (1.6) и (1.7) вычисляли эффективную высоту шероховатости. Работы проводились на приборе [76] (схема которого представлена на рис.2.1), созданном на базе стандартного гониометра трехкристалльного рентгеновского спектрометра (ТРС) [77].



Рис. 2.1. Схема дифрактометра ДТС: 1 – рентгеновская трубка; 2 – кристаллмонохроматор Ge(220); S1, S2, S3 – трёхщелевой коллиматор первичного пучка; 3 – двукружный гониометр; 4 – исследуемый образец; 5 – вакуумный объем; Sд – приёмная щель детектора; 6 – детектор БДС-8; М1, М2, М3 – шаговые двигатели управления образцом, детектором и щелью Sд.

Установка параболического многослойного зеркала (на рисунке не показано), изготовленного в ИФМ РАН [78], между источником и

монохроматором, позволила добиться более качественной коллимации зондирующего пучка. Вследствие чего удалось увеличить верхнюю границу области пространственных частот, на которой определяется *PSD*-функция, с 5 мкм⁻¹ до 10 мкм⁻¹.

В таблице 2.1 представлены результаты исследований [79] микрошероховатости гладких изолированных пластин, изготовленных из плавленого кварца, кремния и сапфира и обработанных методом глубокой шлифовки и полировки. (Частично эти результаты были получены при участии автора). Видим, что для большинства подложек величина $\sigma_{3\phi\phi}$ не превосходит 0.3 нм. Отметим, что качество обработки кремния и плавленого кварца практически одинаково, как и их оптические константы [80].

Табл.	2.1	Результаты	измерений	среднеквадратичной	высоты
шероховатости $\sigma_{{}_{\!3\phi\phi}}$ ряда поверхностей					

N⁰	Образец	$\sigma_{{}_{9\varphi\varphi}}$, нм
1	плавленый кварц (Япония)	0.15
2	плавленый кварц (Россия, ФИАН)	0.23
3	плавленый кварц (Франция)	0.17
4	плавленый кварц (Россия, «АСТРОФИЗИКА») *	0.25
5	кремний (Япония)	0.16
6	кремний (Франция)	0.21
7	кремний (Россия, завод «Микрон»)	0.32
8	сапфир (США)	0.18
9	сапфир (Япония)	0.15
10	сапфир (Швейцария)	0.15
11	сапфир (Россия, ИК РАН) *	0.11

* измерения проводились лично автором

Анализируя приведенные выше результаты измерений микрошероховатости поверхностей, можно сделать вывод о возможной перспективности использования сапфира в качестве материала для элементов зеркальной рентгеновской оптики. Действительно, для подложек из синтетического сапфира, производимых рядом зарубежных фирм, значение эффективной высоты шероховатости В доступном нам диапазоне пространственных частот, находятся на самом низком уровне – менее 0.2 нм (табл.1, №8-10). В связи с этим в Институте кристалографии РАН (ИК РАН) была поставлена задача создания лабораторной технологии, обеспечивающей получение подложек из синтетического сапфира, сравнимых по качеству с зарубежными образцами. В качестве основного метода обработки таких пластин был использован химико-механической полировки. метод Примененный подход привел к заметному уменьшению эффективной высоты шероховатости с 0.51 нм до 0.18 нм, а при дополнительном отжиге и вовсе до 0.11 нм (рис. 2.2). Тем самым поставленная задача была успешно выполнена ([81], табл.1 №11), и в настоящее время шероховатость изготавливаемых в ИК РАН пластин соответствует мировому уровню.



Рис. 2.2. PSD-функции поверхности полированных сапфировых подложек на разных этапах отработки технологии полировки, рассчитанные по данным PP: $1 - \sigma_{3\phi\phi} = 0,51$; $2 - \sigma_{3\phi\phi} = 0,18$; $3 - \sigma_{3\phi\phi} = 0,11$.

2.1.2. Измерение оптических констант

Дополнительным аргументом в пользу сапфира также служат более выгодные оптические константы. Табличные значения (на длине волны $\lambda = 0.154$ нм) для сапфира $\delta = 2.52e$ -5, $\gamma = 2.92e$ -7 существенно превосходят аналогичные для плавленого кварца, для которого $\delta = 1.42e$ -5, $\gamma = 1.84e$ -7. Это приводит к тому, что критический угол ПВО для сапфира на ~33% больше (рис. 2.3).

В то же время реальное значение диэлектрической проницаемости может заметно отличаться от табличного (см. пункт 1.1). С целью экспериментального определения оптических значения констант, ΜЫ рефлектометрические измерения (соответствующая проводили теория описана в главе 1) на рентгеновском дифрактометре с подвижной системой «излучатель – детектор», подробно описанном в [82]. Схема прибора представлена на рис.2.4.



Рис. 2.3. Кривые зеркального отражения от поверхностей сапфира и стекла на длине волны Си К_α (λ = 0.154 нм).

Для получения распределения значений диэлектрической постоянной в обратной исследуемом образце, решения задачи рентгеновской т.е. рефлектометрии, ΜЫ создали специальную программу, В которой использовался алгоритм, подробно описанный в [16]. С помощью данной программы нами обработаны десятки кривых отражений от различных

структур. Часть результатов может быть найдена в [83]. В качестве примера приведем нашу работу [84], в которой применение созданной программы решения обратной задачи позволило оценить влияние степени совершенства используемых кристаллов-монохроматоров на точность восстановления профиля значений диэлектрической постоянной. Мы показали, что в ряде задач применение монохроматоров с меньшей степенью совершенства может быть целесообразным.



Рис. 2.4. Схема дифрактометра ДРШ. 1 – рентгеновская трубка; 2 – кристаллмонохроматор; 3,12 – коллимационная система; 4 – кольцевая опора рентгеновской трубки; 5 – кольцевая опора детектора; 6 – сцинтилляционный детектор; 7 – ось вращения кольцевых опор 4 и 5; 8 – исследуемый образец; 9 – держатель образца с юстировочным столом; 10 – рентгеновский пучок; 11 – координатный детектор; 13 – кристалл-

Вернемся к вопросу применимости сапфира в качестве материала для производства элементов зеркальной рентгеновской оптики. На рис. 2.5 представлены восстановленные профили действительной части диэлектрической проницаемости для образцов из сапфира, поверхности которых были обработаны в разных условиях (с отжигом и без). Эксперименты проводились на длине волны Cu K_{α} (λ = 0.154 нм). Измеренные кривые отражения представлены на рис. 2.3. Результаты решения обратной задачи показывают, что на исходных (полированных) образцах присутствует нарушенный слой толщиной 3 – 5 нм, плотность которого превосходит объёмную на ~10% (рис. 2.5, кривая 1). После отжига при высоких температурах нарушенный слой не обнаруживается, а 2.5, восстановленный профиль плотности (рис. кривая 2) хорошо согласуются с результатами молекулярно-динамических расчётов [85], которые показывают, что вследствие искажений кристаллической решётки вблизи поверхности, глубина переходного слоя пониженной плотности может составлять до 5 нм.



Рис.2.5. Восстановленные по данным рефлектометрии профили плотности для полированного образца (1) и подвергшегося высокотемпературному отжигу (2).
Для исследованных подложек из сапфира критический угол ПВО составил ~0.29°, что на ~32% больше, чем у плавленого кварца. Этот результат подтверждает теоретические ожидания.

2.1.3. Наблюдение поверхностных артефактов кристаллических образцов

Однако ясно, что выбор материала для изготовления рентгенооптических элементов – это не только вопрос оптических свойств, но и механических. Принципиальным моментом при выборе материала могут оказаться технологические ограничения и трудности в его обработке.

Ко всем вышеперечисленным преимуществам сапфира над стеклом с оптической точки зрения можно добавить ещё одно. Кристаллические объекты (такие как сапфир), в отличие от аморфных могут эффективно использоваться для монохроматизации и поворота пучка рентгеновского излучения на дискретный набор углов (в том числе больших), описываемый соотношениями Вульфа-Брэгга. Однако с технологической точки зрения есть ряд трудностей при использовании кристаллических материалов в качестве отражающих покрытий для элементов зеркальной рентгеновской оптики. Рассмотрим их.

Первая сложность возникает при изготовлении ИЗОГНУТЫХ поверхностей, требуется большинства зеркальных что ЛЛЯ рентгенооптических элементов. Дело в том, что изгиб кристаллических тел в общем случае описывается тензором упругости четвертого ранга. По этой причине в принципе достаточно сложно придать требуемый профиль изгиба кристаллическому материалу. Кроме того распределение механического напряжения, возникающее на изгибаемой поверхности, неоднородно, что приводит к неоднородной деформации поверхности с течением времени и, как следствие, ухудшению оптических свойств зеркала. Отметим, однако, что известны технологии наклеивания тонкого слоя (толщиной в десятки микрон) кристаллического материала на заранее изогнутую подложку из другого материала. В таком случае отражение рентгеновского излучения происходит именно от кристаллического материала, обладающего желаемыми оптическими свойствами, а подложка обеспечивает заданную кривизну поверхности. К сожалению, рассмотренная технология может быть применена лишь в случае открытых поверхностей изогнутых в одном направлении. Ясно, что упомянутым способом весьма затруднительно изготовить вогнутые сферические, тороидальные и т.д. поверхности, а также закрытые элементы (например, эллипсоиды, параболоиды вращения).

Другая проблема состоит в том, что кристаллическая структура отражающего материала может приводить к образованию артефактов на поверхности. Примером таких артефактов может служить регулярная наноструктура в виде ступеней на поверхности образца, соответствующих местам выхода кристаллографических плоскостей. Данный эффект наблюдался нами на подложках из сапфира (α-Al₂O₃) ориентации (0001) [86], методами атомно-силовой микроскопии (ACM) и рентгеновского рассеяния.

Параметры наблюдаемых регулярных наноструктур определяются разориентацией поверхности относительно базовой кристаллографической плоскости [87]. Нами исследовались пластины с различной разориентацией — от единиц угловых минут до нескольких градусов. При этом наблюдаемые наноструктуры обладали следующими параметрами: высота ступеней 0.2 – 7 нм, ширина 30 – 500 нм.

На рис.2.6 представлены изображения этих поверхностных структур, полученные методом АСМ.



Рис. 2.6. АСМ изображения поверхностей сапфира с различным регулярным нанорельефом.



Рис. 2.7. Поверхность, полученная АСМ-сканированием, повернутая в пространстве.



Рис. 2.8. Гистограмма *Z*-координат точек повернутой поверхности сапфира.

По измеренным картам высот, выполнив ряд математических преобразований, определить можно расстояние между кристаллографическими плоскостями, формирующими данный нанорельеф. Для полученному изображению восстановим ЭТОГО ПО трехмерную поверхность, соответствующую исследуемой поверхности сапфира. Далее повернем ЭТУ поверхность В пространстве так, чтобы участки кристаллографических образующих плоскостей, ступени, были сориентированы горизонтально (в плоскости ХҮ) (рис.2.7). Вычислив гистограмму *Z*-координат точек преобразованного массива, получим несколько ярко выраженных максимумов (рис.2.8), каждый из которых соответствует точкам одной кристаллографической плоскости. Расстояние между максимумами отвечает межплоскостному расстоянию, а ширина максимумов может служить критерием правильности выбора углов поворота уравнение плоскостей исходной поверхности. Действительно, Т.К. параллельных плоскости XY имеет вид z = const, то более узкие пики на гистограмме *Z*-координат соответствуют более горизонтальному расположению кристаллографических плоскостей.

Отметим, что при исследовании данных поверхностей методом рентгеновского рассеяния (рис. 2.9) на индикатрисе рассеяния наблюдается пик, соответствующий периоду структуры. Видим, что интенсивность этого рефлекса в несколько раз превосходит интенсивность излучения, рассеянного только лишь на поверхностных шероховатостях. Таким образом, некоторая (пускай и небольшая) часть излучения отразится от такой поверхности под углом, отличным от угла падения, что может отрицательно сказаться на эффективности того или иного элемента рентгеновской оптики.



Рис. 2.9. Исследование сапфира ориентации (0001) с регулярной наноструктурой на поверхности. (а) Атомно-силовое изображение поверхности; (б) пик на индикатрисе рассеяния, соответствующий периоду наноструктуры.

Проанализируем все вышесказанное. Итак. ΜЫ рассматривали материалы пригодные для изготовления элементов зеркальной рентгеновской оптики скользящего падения, требующие чрезвычайно малых значений эффективной высоты шероховатости (несколько ангстрем). Полученные результаты говорят о том, что наиболее привлекательным материалом является сапфир. Действительно, он обладает наилучшими значениями оптических констант, а технологически достижимые значения средней высоты шероховатости составляют рекордные значения ~1 Å. Отметим, что на территории РФ только сапфир удается обрабатывать на мировом уровне (в Институте кристаллографии РАН). Кроме того, будучи кристаллическим материалом, сапфир способен монохроматизировать отраженный пучок. Поэтому данный материал, по всей видимости, является весьма перспективным в задачах, не требующих изгиба поверхности, либо изгиб осуществляется лишь в одном направлении.

В данной же работе напротив исследуются такие элементы как, капилляры, вогнутые сферические зеркала. С учетом ранее сказанного исследованные в работе рентгенооптические элементы по нашему предложению были изготовлены из стекла или плавленого кварца.

Оба эти материала имеют аморфную структуру. Качество обработки поверхностей из плавленого кварца не сильно уступает другим материалам табл. (см. 2.1). Кроме того, нередко В процессе изготовления рентгенооптического элемента осуществляется его вытягивание в сотни раз, что, безусловно, приводит к уменьшению микрошероховатости поверхности. Пожалуй, единственным и весьма серьезным недостатком этого материала является его низкая отражательная способность в рентгеновском диапазоне. И если его и используют, то при этом дополнительно на отражающую поверхность наносят, как правило, более эффективный (см. пункт 1.1), но и более дорогостоящий материал (Au, Ni, Ru и др.). Благодаря этому эффективность применения того или иного элемента рентгеновской оптики может повыситься в несколько раз, однако при этом возникают трудности изготовления тем самым, резко возрастает стоимость изделия. И, Представленные далее работе результаты показывают, В что рентгенооптические элементы из чистого плавленого кварца могут быть достаточно эффективно использованы как для фокусировки излучения, так и для поворота рентгеновского пучка даже при использовании лабораторного дополнительным преимуществом источника, причем ИХ является сравнительно низкая стоимость.

42

2.2. Экспериментальная установка для испытания элементов зеркальной рентгеновской оптики

Как указывалось ранее, основными задачами зеркальной рентгеновской оптики являются поворот и фокусировка/концентрация пучка. Исходя из этого, вытекают требования, предъявляемые к экспериментальной установке, на которой можно проводить тестирование оптических элементов. Вопервых, необходимо иметь возможность детектировать излучение в широком диапазоне углов (при повороте пучка на десятки градусов), а во-вторых, варьировать расстояния «источник – оптический элемент – детектор» от нескольких сантиметров ДО метра (например, при исследовании фокусировки). Кроме того, для исследования изменения профиля пучка желательно использование двумерного детектора.



Рис. 2.10. Схема экспериментальной установки для тестирования рентгенооптических элементов. 1 – рентгеновская трубка, 2 – блок кристалла-монохроматора, 3 – исследуемый объект на гониометрическом столике, 4 – ПЗС-детектор.

Для выполнения указанных требований нами была собрана специализированная экспериментальная установка (рис. 2.10) на базе малоуглового дифрактометра Амур-1 [88, 89].

Источником излучения служила стандартная рентгеновская трубка типа БСВ-29 с медным или молибденовым анодом и линейным (~ 1х8 мм²), либо точечным (~ 1х1 мм²) фокусом. В зависимости от задачи рядом с источником мог устанавливаться кристалл-монохроматор (пиролитический графит [0002], фторид лития [200] или кремний [220]).

Тестируемый оптический элемент устанавливался в специальном держателе на гониометрическом столике. Благодаря этому в узле юстировки присутствовали все необходимые поступательные И вращательные подвижки. Данный узел юстировки позволяет проводить линейные перемещения образца в двух взаимно перпендикулярных направлениях (ход 15 мм, точность 0.1 мм) и его покачивания вокруг двух взаимно перпендикулярных осей (угол наклона до 8°, точность 0.1°), а благодаря гониометрическому столику вращать образец с угловой точностью ~2'. Кроме того, данный узел оборудован набором шаговых двигателей, позволяющим автоматизировано перемещать образец В указанных направлениях. Наличие автоматизированных подвижек сделало возможным выполнение на данной установке работ по диагностике качества вогнутых сферических поверхностей (глава 5).

В качестве детектора использовалась ПЗС-матрица «Тильт» [90], ячеек размером 13×13 мкм², так что полная 2048×2048 имеющая длина/ширина матрицы равна 26.6 мм. Динамический диапазон матрицы составляет 4000. Данный детектор был установлен на специальном держателе, позволяющем перемещать детектор в вертикальной плоскости, а благодаря подвижности этого держателя осуществлялось перемещение в горизонтальной Перемещения плоскости. детектора позволяют регистрировать излучение с угловым отклонением относительно исходного направления пучка из трубки $\pm 45^{\circ}$ в горизонтальной плоскости и $\pm 10^{\circ}$ в вертикальной.

Длина скамьи, на которой установлена рентгеновская трубка, размеры гониометра и держателя детектора допускают выбор расстояний «источник – образец» и «образец – детектор» в диапазонах 20÷100 см и 15÷50 см соответственно.

Управление детектором и шаговыми двигателями осуществлялось с персонального компьютера. Частично программное обеспечение было

создано именно при выполнении данной работы. Отдельный интерес представляет часть программ, разработанных для корректной работы детектора. Дело в том, что при проведении эксперимента с использованием ПЗС-матрицы необходимо, чтобы во время сбора данных на ячейки матрицы не поступал измеряемый сигнал. С этой целью у детекторов, как правило, есть управляющий выходной сигнал, изменяющийся в моменты начала и завершения накопления данных. Такой сигнал подают на специальную цепь сопряжения (в нашем случае цепь соответствовала рисунку 2.11) с устройством, перекрывающим рентгеновский пучок. Этим устройством является заслонка, которая может прижиматься к окну рентгеновской трубки, перекрывая пучок. Цепь сопряжения в упрощенном варианте состоит из источника питания, транзистора и катушки индуктивности. Сигнал с детектора подается на вход управления затвором транзистора, открывая или закрывая транзистор для протекания тока. В том случае, когда транзистор открыт, через катушку протекает электрический ток. Возникающее при этом магнитное поле притягивает заслонку К катушке, открывая окно рентгеновской трубки. В случае, когда транзистор закрыт, ток в цепи, а значит и магнитное поле катушки отсутствуют, в результате чего окно трубки снова закрывается. Таким образом, в момент начала измерения управляющий сигнал детектора «открывает» пучок, а в момент завершения эксперимента этот сигнал «перекрывает» пучок, и сразу после этого начинается процесс сбора данных. В нашем случае такой управляющий сигнал у детектора отсутствовал, поэтому возникла задача по реализации программного управления заслонкой.



Рис. 2.11. Схема цепи управления заслонкой.

Управление производится детектором С помощью программы, представленной изготовителем детектора. В этой программе для запуска измерений необходимо нажать на определенную кнопку с именем "START". Проще всего было бы решить возникшую задачу, изменив программу управления детектором. Однако, задача осложнялась тем фактом, что программа управления детектором представляла собой закрытый продукт, и мы не имели возможности изменить ее для наших целей. Нами была разработана специальная программа-ловушка, которая следила за системными сообщениями и в случае, если сообщение соответствовало запуску измерения (т.е. нажатию именно этой кнопки "START"), то наша программа выдавала через последовательный интерфейс RS-232 (COM-port) компьютера отсутствующий управляющий сигнал на заслонку. Тем самым, задача по «открыванию» пучка была успешно решена, однако необходимо было ещё и «закрывать» пучок перед началом считывания с матрицы накопленных данных. С этой целью программа-ловушка кроме отлавливания момента нажатия кнопки "START" находила в интерфейсе программы, управляющей матрицей, текстовое поле, в которое вводилось время экспозиции, т.е. то самое время накопления данных детектором. Это значение считывалось нашей программой, и именно на это время на COMport выставлялся управляющий потенциал.

Таким образом, собранная установка представляет собой законченный прибор, позволяющий в полуавтоматическом режиме настраивать и тестировать элементы зеркальной оптики.

2.3. Методы обработки экспериментальных данных

Непосредственным результатом измерений с помощью ПЗС-матрицы является двумерный массив целых чисел, характеризующий распределение интенсивности пучка в плоскости детектора в относительных единицах. Как и в любом эксперименте, измеренные значения отличаются от истинных. Источников ошибок при измерении с помощью ПЗС-матрицы несколько. Кроме случайных ошибок, вклад которых можно уменьшить с помощью простого усреднения при многократном повторении эксперимента, присутствуют также и систематические ошибки. В основном они связаны со старением матрицы.

Ненулевой (в среднем) сигнал, считываемый с детектора, даже в отсутствии рентгеновского пучка принято называть темновым током. Для устранения влияния ошибок, связанных с темновым током, при проведении эксперимента кроме измерений полезного сигнала дополнительно проводят серию снимков при выключенном источнике с тем же временем экспозиции. Затем измеренный темновой ток вычитают из всех снимков с полезным сигналом. Отметим, что для разных ячеек ПЗС-матрицы накапливаемый в них уровень темнового тока также разный. По этой причине вычитание необходимо проводить поэлементно. Такой предварительной обработке подвергались все изображения, полученные в данной работе.



Рис. 2.12. Используемая предобработка экспериментальных снимков на примере теневой проекции алмаза. а) Исходное изображение на детекторе; б) темновой ток матрицы;
в) результат усреднения по 10 снимкам с одинаковой экспозицией и вычета темнового тока.

Описанная предобработка изображений проиллюстрирована на рис. 2.12, на котором показаны рентгеновские снимки природного алмаза в форме октаэдра. Заметим, что в приведенном примере величина темнового тока (рис. 2.12б) значительно меньше полезного сигнала. Интенсивность пучка, прошедшего даже сквозь самые плотные части алмаза, в 20 раз превышает максимальный уровень темнового тока. По этой причине мы не видим (рис. 2.12а) артефактов, обусловленных его наличием. В то же время ясно, что при измерении менее интенсивных пучков (хотя бы на порядок), влияние темнового тока может стать существенным.

Как правило, получение рентгеновского изображения не является конечной целью эксперимента. Чаще всего возникает необходимость в проведении цифрового анализа измеренных изображений. Особенности анализа и соответствующей обработки существенно зависят от решаемой задачи.

2.4. Исследование стеклянных поликапиллярных систем для поворота пучка рентгеновского излучения

Первый эксперимент, который мы проводили на собранной установке, был посвящен исследованию поликапиллярных систем для поворота пучка рентгеновского излучения.

Совместно с ООО НПП «Наноструктурная технология стекла» (г. Саратов) нами были созданы и испытаны несколько поликапиллярных рентгенооптических систем, состоящих из сотен цилиндрических капилляров с полыми сердцевинами. Их характерные размеры: длина - 300 мм, диаметр полых сердцевин – от 25 до 85 мкм. Целью проведенных нами экспериментов была оценка возможности применения таких систем для решения задач доставки рентгеновского излучения в определенную область образца.

В эксперименте поликапиллярное волокно, первым делом, юстировалось вдоль направления распространения пучка до получения максимальной интенсивности прошедшего излучения (рис. 2.13). При этом интенсивность пучка составила лишь 14% от интенсивности пучка в отсутствии поликапиллярного элемента.



Рис. 2.13. Распределение интенсивности пучка, прошедшего сквозь поликапиллярную систему.

Далее, ближний к источнику торец волокна фиксировался и во время эксперимента оставался неподвижным, a выходной торец системы поворачивался на определенный угол по отношению К исходному направлению распространения пучка. Распределение интенсивности В прошедшем пучке регистрировалось двумерным координатным детектором. По этому распределению для каждого угла поворота рассчитывалась эффективность поворота пучка как отношение интенсивности повернутого пучка к интенсивности пучка, прошедшего через неизогнутый элемент (рис. 2.14).



Рис. 2.14. Зависимость эффективности поворота рентгеновского пучка от угла поворота.

Обратим внимание на малое значение эффективности на пропускание в неизогнутом состоянии. Это связано в первую очередь с тем, что источник не являлся точечным. Как следствие, излучение большей части источника не давало вклад в излучение, проходящее через конкретное волокно и попадающее в определенную область детектора (угловая апертура одного волокна составляет около двух критических углов ПВО). Напротив, в отсутствии данного оптического элемента весь источник формировал сигнал Bce каждой точке детектора. вышесказанное можно В оценить количественно, зная величину критического угла ПВО, линейные размеры источника и расстояние от источника до входного торца. Проведенные оценки эффективности данной системы показывают, что максимально возможная интенсивность прошедшего через волокно пучка не превышает 15% от интенсивности пучка в отсутствии поликапилляра.

эффективности Полученные нами зависимости поворота пучка рентгеновского излучения от угла поворота (рис. 2.14) показывают, что эффективность поворота пучка на 10° составляет не менее 5% от интенсивности пучка, прошедшего через неизогнутый поликапилляр. Таким образом, исследованные поликапиллярные системы позволяют сканировать узким рентгеновским пучком области размером 100 х 100 мм² с падением интенсивности на краю на 2 порядка. По этой причине применение описываемого оптического элемента, ПО всей видимости, является рентгенофлюоресцентных перспективным проведения локальных для исследований поверхности.

ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 2

1) Показана возможность создания сверхгладких поверхностей с высотой эффективной шероховатости менее 2Å при использовании кристаллических

материалов (на примере сапфира), что делает их перспективными для использования, например, В качестве подложек для многослойной рентгеновской оптики. Однако, при создании оптических элементов с ИЗОГНУТЫМИ зеркальными поверхностями и/или закрытых элементов (например, эллипсоиды, параболоиды вращения) кристаллические материалы остаются малопригодными, а использование плавленого кварца, стекла либо аморфной других материалов с структурой представляется предпочтительным.

2) Оптика, изготовленная из аморфных материалов (например, стекло или плавленый кварц) может быть достаточно эффективно использована для управления пучками рентгеновского излучения даже при использовании лабораторного источника. Причем её дополнительным преимуществом является сравнительно низкая стоимость.

3) Для тестирования элементов зеркальной рентгеновской оптики собран и автоматизирован специальный экспериментальный стенд, включающий узел рентгеновской трубки (с управлением заслонкой), узел юстировки образца и двумерный координатный детектор (2048х2048 элементов, 13х13 мкм). Узел юстировки позволяет проводить линейные перемещения образца в двух взаимно перпендикулярных направлениях (ход 15 мм, точность 0.1 мм) и его покачивания вокруг двух взаимно перпендикулярных осей (угол наклона до 8°, точность 0.1°), а также вращать образец с угловой точностью ~2'. Перемещения детектора позволяют регистрировать излучение с угловым отклонением относительно исходного направления пучка из трубки $\pm 45^{\circ}$ в горизонтальной плоскости и $\pm 10^{\circ}$ в вертикальной.

52

ГЛАВА 3. ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫЕ КОНЦЕНТРАТОРЫ ДЛЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ: ОПТИМИЗАЦИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной главе рассмотрены эллипсоидальные концентраторы рентгеновского излучения. Показана перспективность их использования в ряде задач. Аналитически решена задача оптимизации таких концентраторов лабораторных Продемонстрированы для рентгеновских источников. результаты экспериментальных исследований эллипсоидальных концентраторов, изготовленных из стекла.

3.1. Необходимость в оптимизации эллипсоидальных концентраторов. Аналитический подход к описанию свойств и оптимизации параметров эллипсоидального концентратора

В настоящее время существует огромное количество лабораторных приборов для рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) и фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС), где рентгеновское излучение используется для количественного анализа химического состава и структуры различных образцов. В то же время во всех этих приборах используются, как правило, стандартные рентгеновские трубки, интенсивность излучения которых мала даже в жестком рентгеновском (ЖР) диапазоне и катастрофически падает при переходе в мягкую рентгеновскую (МР) область длин волн. Для увеличения плотности потока рентгеновского излучения и, следовательно, чувствительности ДЛЯ увеличения методов практически BO всех лабораторных установках РФА и ФЭС исследуемый образец размещается как можно ближе к фокусу рентгеновской трубки. Образец при этом сильно нагревается, что может привести к изменению внутреннего строения или даже разрушению деликатных органических или биологических объектов. Значительный интерес представляет и увеличение локальности методов РФА и ФЭС, т.е. уменьшение размеров рентгеновского зонда при сохранении падающего потока излучения, что позволило бы исследовать изменение свойств образца вдоль его поверхности. Кроме того, зачастую образцы имеют малые размеры в доли миллиметра или даже десятки микрон, что также подразумевает уменьшение размеров зондирующего пучка. В качестве примеров можно отметить органические и биологические кристаллы, пленки высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), отдельные элементы микросхем в микроэлектронике и драгоценные камни в ювелирной промышленности.

Перспективный подход к одновременному решению вышеперечисленных проблем (увеличение плотности потока излучения на образце, резкое снижение тепловых нагрузок и увеличение локальности методов) состоит в использовании концентрирующих рентгенооптических элементов, расположенных между источником и образцом.

В этой связи следует отметить описанную в [91] установку для ФЭС, в используется светосильный фокусирующий кристаллический которой монохроматор нормального падения и уникальное совпадение длины волны характеристической K_{α} линии титана $\lambda = 0.27489$ нм и межплоскостного расстояния кристалла α -кварца (SiO₂) 2d = 0.2749 нм в кристаллографической ориентации (2023). Диаметр пятна фокусировки в этой установке составляет всего лишь 15 мкм, что соответствует размеру источника микрофокусной рентгеновской трубки, благодаря малым аберрациям сферической отражающей поверхности кристалла при нормальном падении рентгеновского излучения.

Однако эта установка предназначена лишь для использования одной выделенной длины волны рентгеновского излучения. Поэтому представляет значительный интерес разработка широкополосных концентраторов скользящего падения, основанных на полном внешнем отражении (ПВО) рентгеновского излучения. Простейшими концентраторами для фокусировки "точечного" излучения рентгеновского источника являются oceсимметричные эллипсоиды или конусы. В [92] описана простая и дешевая технология изготовления подобных устройств длиной до 500 мм и диаметром до 30 мм, по крайней мере. Данный метод состоит из двух этапов: помещение размягченной стеклянной заготовки (трубки) на металлический шаблон для придания ей заданной формы и снятие полученного концентратора с шаблона отвердевания. В этой работе [92] было после же MP продемонстрировано увеличение плотности потока излучения $(\lambda = 4.47 \text{ нм})$ от рентгеновской трубки в 370 раз при диаметре пятна фокусировки 0.26 мм. Увеличение плотности потока ЖР излучения на 3 порядка благодаря применению концентраторов обсуждалось в [93, 94], хотя использовании синхротронных источников. Использование при И концентратора скользящего падения в РФА, продемонстрированное в [95], позволило обнаружить слой эрбия средней толщиной менее 0.1 нм, что соответствует чувствительности метода 4×10⁻¹⁵ г.

Ясно, что концентраторы скользящего падения эффективно отражают излучение, падающее на их поверхность под углами меньшими критического угла ПВО θ_c , так что коэффициент передачи излучения (определяемый как отношение мощности излучения, испущенного во все пространство к мощности излучения, собранного в фокусном пятне) составляет порядка $v \sim \theta_c^2$. Критический угол θ_c составляет от долей градуса для ЖР излучения до нескольких градусов для МР излучения. Поэтому концентраторы могут собрать на образце лишь малую долю всего излучения источника, составляющую от сотых долей процента в ЖР диапазоне до единиц процентов в МР диапазоне. Достаточно ли этого для практических применений?

Рассмотрим источник рентгеновского излучения постоянной яркости в виде круга диаметром *S*. Пусть W_0 – мощность излучения, испущенного во все полупространство, содержащее образец; q_0 – плотность потока на поверхности источника. Несложно показать, что плотность потока излучения на оси, проходящей через центр источника перпендикулярно его поверхности, равна

$$q_R = q_0 S^2 / (S^2 + 4R^2), \qquad (3.1)$$

где *R* – расстояние от источника до точки наблюдения. Для определенности будем считать, что размер образца совпадает с размером источника. Тогда, в отсутствие оптики, полная мощность излучения, падающего на образец, составляет $W \approx W_0 (S/2R)^2$, если последний находится достаточно далеко от источника (R >> S/2). Отсюда немедленно получаем, что если мы хотим собрать на образце лишь 0.01% полной мощности излучения источника без использования оптики, то мы должны разместить образец на расстоянии R =50*S*. При S = 100 мкм, это расстояние составит 5 мм, что часто оказывается невозможным, например, из-за конструкции рентгеновской трубки или же изза сложности измерения и анализа выходящего излучения, несущего информацию об исследуемом объекте. Если же мы хотим собрать 1% излучения источника, то следует приблизить образец к источнику на расстояние всего лишь в 0.5 мм. Тем самым, даже если эффективность концентраторов составляет доли процента, их использование полностью оправдано и позволяет существенно увеличить мощность излучения на образце.

Свойства простейшего эллипсоидального концентратора в рентгеновском диапазоне ранее рассматривались в целом ряде работ. Для расчетов традиционно использовался численный метод прогонки лучей [96-98], позволяющий без особых усилий смоделировать фокусировку пучка [99-103] и оптимизировать геометрические параметры концентратора [104,

105] применительно к той или иной конкретной задаче. Общий качественный анализ предельных возможностей концентраторов проведен в [106-108] при использовании ряда упрощающих предположений об угловой зависимости коэффициента отражения и пренебрежении эффектами поглощения. Следует отметить работы [109, 110], где свойства эллиптических концентраторов (как эллиптических цилиндров, так и эллипсоидов вращения) рассматривались более детально и в удобном аналитическом виде. Была исследована зависимость фокусирующих свойств концентратора от его геометрических параметров, длины волны излучения и размера источника, анализировалось влияние ошибки формы поверхности концентратора на фокусировку рентгеновского пучка. В то же время, рассмотрение, проведенное в этих работах, относилось К использованию концентраторов В каналах синхротронного излучения, т.е. к случаю мощного высоко коллимированного падающего пучка. Поэтому проблема высокой эффективности по переданной мощности концентратора была не столь важна, а главный акцент в этих работах сделан на достижении максимальной плотности потока в фокусе концентратора и минимально возможном размере пятна фокусировки.

В своей работе анализировали предельные ΜЫ возможности эллипсоидальных концентраторов для фокусировки излучения "точечных" рентгеновских источников (рентгеновских трубок). В отличие ОТ синхротронных пучков точечные лабораторные источники характеризуются низкой интенсивностью и излучают во все полупространство. Поэтому главная задача состоит в том, чтобы собрать максимальное количество испущенных фотонов на исследуемом, пусть даже небольшом образце, в то время как достижение максимально высокой плотности потока и предельно малого размера сфокусированного пучка представляет вторичный интерес.

Эта задача оптимизации эллипсоидальных концентраторов была решена нами аналитически. Нам удалось выразить эффективность концентратора через несколько универсальных параметров L/F, $S/(F|1-\varepsilon|^{1/2})$ и

 $(1-e)/|1-\varepsilon|,$ представляющих собой безразмерные комбинации ИЗ межфокусного расстояния 2F и эксцентриситета е эллипсоидального профиля, длины *L* и диэлектрической проницаемости *є* вещества концентратора, а также диаметра источника *S*. Мы показали, что аналитическое решение задачи оптимизации позволяет без каких-либо вычислений определить вспомогательных максимально достижимую эффективность концентратора на любой длине волны. Кроме того, возникает возможность проанализировать зависимость эффективности от размера источника, длины волны излучения, вещества отражающего покрытия, а также технологических и экспериментальных ограничений, накладываемых на длину концентратора, расстояние между источником и образцом и т.д. Представлены и обсуждаются результаты оптимизации концентраторов для нескольких длин волн рентгеновского излучения, широко используемых на практике.

3.1.1. Решение для точечного источника излучения

Рассмотрим точечный источник рентгеновского излучения, расположенный в левом фокусе эллипсоида вращения и излучающий по закону Ламберта в правую полусферу (рис. 3.1а):

$$\frac{dW_s}{d\Omega} = \frac{W_0}{\pi} \cos\Phi$$

где $\Phi \in [0, \pi/2]$ – угол между лучом и большой полуосью эллипсоида, а W_0 – полная мощность источника, dW_s – мощность излучения источника, испускаемого в элементарный телесный угол $d\Omega$. Напомним, что уравнение эллипсоида в полярных координатах (ρ ; Φ) имеет вид

$$\rho(\Phi) = \frac{p}{1 - e\cos\Phi}; \qquad p = 2F\frac{1 - e}{e} \tag{3.2}$$

где *e* < 1 и 2*F* – эксцентриситет и расстояние между фокусами, соответственно; *p* – фокальный параметр.

Мощность излучения, собранного в правом фокусе эллипсоида, равна

$$W = W_0 \int_{\Phi_{\min}}^{\pi/2} R(\Theta) \sin(2\Phi) d\Phi, \quad tg\Theta = \frac{1 - e\cos\Phi}{e\sin\Phi}, \quad tg\Phi_{\min} = \frac{1 - e^2}{2e} \quad (3.3)$$

где Θ – угол скольжения луча при отражении от эллиптической поверхности, а $R(\Theta)$ – коэффициент отражения, вычисляемый по формулам Френеля и зависящий от Θ и комплексной диэлектрической проницаемости отражающего покрытия концентратора $\varepsilon = 1 - \delta + i\gamma$. Формула (3.3) предполагает, что длина концентратора L = 2F, т.е. его входная и выходная апертуры расположены в фокальных плоскостях эллипсоида, как на рис. 3.1а.



Рис 3.1. Схема отражения излучения "точечного" источника 1 от осе-симметричного эллипсоидального концентратора 2 максимально возможной длины L = 2F (a) и от концентратора длины L < 2F (б). Фокусы концентратора расположены в точках 1 и 3.

В этом случае коэффициент передачи по мощности (эффективность концентратора) $v \equiv W / W_0$, определяющий число фотонов в пятне фокусировки по отношению к полному числу излученных фотонов, есть функция лишь трех величин: $e, \ \delta = \operatorname{Re}(1-\varepsilon), \ \gamma = \operatorname{Im} \varepsilon$. Удобнее, однако, использовать другой набор параметров, а именно,

$$|1 - \varepsilon| \equiv \sqrt{\delta^2 + \gamma^2}; \qquad \frac{\gamma}{\delta}; \qquad \theta_{\min} \equiv \left[\frac{2(1 - e)}{|1 - \varepsilon|}\right]^{1/2}$$
 (3.4)

. . .

и нормировать углы Θ и Φ следующим образом:

$$\theta \equiv \Theta / |1 - \varepsilon|^{1/2}, \qquad \varphi \equiv \Phi / |1 - \varepsilon|^{1/2}$$
 (3.5)

Тогда, учитывая малость всех величин $\Phi, \Theta, 1-e, |1-\varepsilon| << 1$, представим коэффициент передачи по мощности в следующем виде

$$v = 4 |1 - \varepsilon| \cdot Y(\theta_{\min}, \gamma / \delta); \qquad Y \approx \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} R(\theta, \gamma / \delta) \varphi d\varphi$$
(3.6)

$$R(\theta, \gamma/\delta) = \left|\theta - \sqrt{\theta^2 - \exp(i\alpha)}\right|^4; \quad \exp(i\alpha) = \frac{1 - i\gamma/\delta}{\sqrt{1 + \gamma^2/\delta^2}}; \quad \theta \approx \frac{\varphi}{2} + \frac{\theta_{\min}^2}{2\varphi} \quad (3.7)$$

а уравнение эллипсоида (3.2) перепишем в следующей упрощенной форме, очень удобной для качественных оценок

$$\rho(\varphi) \approx \frac{2F}{1 + \varphi^2 / \theta_{\min}^2}$$
(3.8)

Смысл выражений (3.4) – (3.7) заключается в том, что сильная зависимость эффективности эллипсоида ν от длины волны выделена здесь в явном виде через множитель $|1-\varepsilon| \sim \lambda^2$, который уменьшается на четыре порядка величины при переходе от длины волны 10 нм к 0.1 нм. В то же время, как будет видно из дальнейшего изложения, значение приведенной эффективности *Y* составляет 0.3 – 1 независимо от длины волны излучения. Связь эксцентриситета, т.е. геометрической формы эллипсоида, с длиной волны определяется параметром θ_{\min} . Отметим, что этот параметр определяет минимальное значение нормированного угла скольжения θ , достигаемое при отражении луча от окружности центрального сечения эллипсоида (см. рис. 3.1а и 3.2).

Если $\theta_{\min} = 0$, т.е. эксцентриситет e = 1, эллипсоид вырождается в параболоид и (3.6) определяет эффективность преобразования излучения точечного источника в коллимированный пучок $v_{par} \equiv v(e=1)$. Отметим, что в этом случае интеграл (3.6) может быть рассчитан аналитически [107].



Рис. 3.2. Зависимость нормированного угла скольжения θ между лучом и отражающей поверхностью от нормированного угла выхода луча из источника φ . Сплошная кривая соответствует эллипсоиду, а пунктирная кривая – параболоиду.

В отсутствии поглощения ($\gamma = 0$) значение параметра $Y_{par} = 7/6$ несколько превышает единицу, что связано с вкладом лучей, отражающихся от поверхности параболоида под углами скольжения, превышающими критический угол ПВО. При увеличении поглощения в веществе параметр Y_{par} уменьшается примерно до 0.24 (если $\gamma >> \delta$). Однако при выборе материала отражающего покрытия следует учитывать, что большие значения Y_{par} , соответствующие малому поглощению излучения, еще не означают максимально возможного значения коэффициента передачи v_{par} , которое зависит и от абсолютного значения поляризуемости вещества.

Зависимость Y_{par} от отношения γ/δ показана на вставке к рис. 3.3 при естественном для рентгеновского диапазона предположении, что $\delta > 0$

На рис. 3.3 показана зависимость коэффициента передачи параболоида от длины волны излучения для нескольких материалов отражающих покрытий. Отметим, что стекло, хотя и является наилучшим материалом для изготовления концентраторов с технологической точки зрения [92], приводит к падению эффективности почти на порядок по сравнению с лучшими отражающими покрытиями. Поэтому развитие технологий нанесения покрытий из эффективно отражающих веществ на внутреннюю поверхность сильно вытянутых концентраторов является весьма актуальной задачей.

Кривые 1-3 на рис. 3.3 рассчитаны по точной формуле (3.3), в то время как кривая 4 – по приближенной формуле (3.6), где основными допущениями являются замена sin(2 Φ) на 2 Φ и пренебрежение поляризационными эффектами. Видно, что различие между кривыми 1 и 4 начинает проявляться лишь в длинноволновой области спектра $\lambda > 10$ нм. В области же более коротких длин волн $\lambda < 10$ нм наш анализ, основанный на приближенных выражениях, вполне справедлив.



Рис. 3.3. Коэффициент преобразования v_{par} излучения точечного источника в коллимированный пучок с помощью параболоида бесконечной длины с отражающим покрытием из Au (1), Ni (2) и стекла марки C52-1 (3) химического состава SiO₂ (68.2%), Ba₂O₃ (19%), Al₂O₃ (3.5%), Na₂O (4.8%), K₂O (4.5%). Кривая 4 рассчитана для параболоида с золотым покрытием по приближенной формуле (3.6). Вставка: зависимость приведенной эффективности параболоида Y_{par} от отношения γ / δ .

Проанализируем теперь, насколько уменьшится эффективность при переходе от параболоида к эллипсоиду. Нормированная эффективность эллипсоида $v / v_{par} \equiv Y / Y_{par}$ показана на рис. 3.4 в зависимости от параметров γ/δ и θ_{\min} . Увеличение параметра θ_{\min} , т.е. уменьшение эксцентриситета эллипсоида, приводит к уменьшению коэффициента передачи по сравнению с параболоидом. Отметим, что значения $\theta_{\min} > 1$ соответствуют ситуации, когда все лучи падают на поверхность концентратора вне области ПВО. Рисунок 3.4 показывает, что эффективность эллипсоида составляет не менее 90% от эффективности параболоида, если минимальный нормированный угол скольжения удовлетворяет неравенству

$$\theta_{\min} \le 0.3 \div 0.43, \qquad \gamma / \delta = 1 \div 0.1$$

$$(3.9)$$

Тем самым, немедленно получаем условие для оптимальных значений эксцентриситета эллипсоида

$$1 - e \le (0.045 \div 0.092) |1 - \varepsilon|, \qquad \gamma / \delta = 1 \div 0.1$$
 (3.10)

причем коэффициенты пропорциональности в (3.9) - (3.10) увеличиваются при уменьшении параметра γ/δ от 1 до 0.1. Условие (3.10) наглядно демонстрирует, что для обеспечения высоких коэффициентов передачи эксцентриситет должен быстро (пропорционально λ^2) приближаться к единице при уменьшении длины волны, т.е. концентратор будет становиться все более и более вытянутым.



Рис. 3.4. Зависимость нормированной эффективности эллипсоидального концентратора $\nu / \nu_{par} \equiv Y / Y_{par}$ от параметра θ_{\min} для различных значений γ / δ .

3.1.2. Концентратор конечной длины

До сих пор мы рассматривали эллипсоидальный концентратор максимально возможной длины L = 2F, когда входная и выходная апертуры расположены в фокальных плоскостях (рис. 3.1а). Проанализируем теперь, насколько уменьшится коэффициент передачи эллипсоида при уменьшении его длины, и каково будет оптимальное положение входной апертуры по отношению к источнику, который по-прежнему считаем точечным (рис. 3.1б). Вместо (3.6) получаем интеграл с конечными пределами

$$Y \approx \frac{1}{2} \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} R\left(\theta, \frac{\gamma}{\delta}\right) \varphi \, d\varphi \tag{3.11}$$

Здесь $\varphi_{\max} = \Phi_{\max} / |1 - \varepsilon|^{1/2}$ и $\varphi_{\min} = \Phi_{\min} / |1 - \varepsilon|^{1/2}$ определяют положения входной и выходной апертуры концентратора и связаны с его длиной *L* следующим соотношением:

$$L = \rho(\Phi_{\min})\cos(\Phi_{\min}) - \rho(\Phi_{\max})\cos(\Phi_{\max})$$

где $\rho = \rho(\Phi)$ - это уравнение эллипсоида, определенное в (3.2).

Считая, что $\Phi_{\min}, \Phi_{\max} \ll 1$, найдем приближенную связь между верхним и нижним пределом интегрирования в (3.11):

$$\frac{\varphi_{\max}^2}{\theta_{\min}^2} \left(1 - \frac{L}{2F}\right) - \frac{\varphi_{\min}^2}{\theta_{\min}^2} \left(1 + \frac{L}{2F}\right) = \frac{L}{2F} \left(1 + \frac{\varphi_{\max}^2}{\theta_{\min}^2} \frac{\varphi_{\min}^2}{\theta_{\min}^2}\right)$$
(3.12)

Как видим, в (3.12) появился новый безразмерный параметр L/(2F), а интеграл (3.11) будет зависеть только от φ_{max} , если с помощью (3.12) выразить φ_{min} через φ_{max} и зафиксировать остальные параметры. Поэтому проблема оптимизации сводится к тому, чтобы найти значение φ_{max} , обеспечивающее максимум интеграла (3.11) при заданных γ/δ , θ_{min} , L/(2F).

На рис. 3.5а показана зависимость нормированной эффективности эллипсоида $v / v_{par} \equiv Y / Y_{par}$ от положения входной апертуры концентратора, т.е. от нормированного угла φ_{\max} , рассчитанная по формуле (3.11) при фиксированном $\gamma/\delta = 0.1$, но для различных отношений L/2F. Значение $\theta_{\min} = 0.43$ выбрано из условия, что эффективность эллипсоида максимально возможной длины L = 2F составляет 90% от эффективности параболоида (см. рис. 3.4). Видно, что при L/2F < 0.1 существует максимум, соответствующий оптимальному положению входной апертуры И наибольшей эффективности концентратора при заданной его длине. При L/2F > 0.1 этот пик исчезает, а интеграл (3.11) практически постоянен, если $\varphi_{\rm max} \ge 2.5$, T.e. если входная апертура концентратора расположена достаточно близко к источнику. С одной стороны, при приближении концентратора к источнику угол скольжения лучей, падающих на ближнюю к источнику часть концентратора, увеличивается, что приводит к уменьшению коэффициента передачи. С другой стороны, телесный угол, в котором

распространяются попадающие лучи, В апертуру концентратора, пропорционально увеличивается $\sin \Phi_{\max}$, приводя к увеличению эффективности. В результате эти два эффекта компенсируют друг друга, обеспечивая постоянство коэффициента передачи в некотором диапазоне расстояний от концентратора до источника. В то же время, выражение (3.12) было получено в предположении, что угол Φ_{max} мал. Поэтому случай, когда входная апертура концентратора расположена вплотную к источнику, из нашего анализа выпадает.

При увеличении поглощения (параметра γ/δ) локальный максимум при малых значениях L/2F становится все менее выраженным и, в конце концов, совсем пропадает (рис. 3.5б). Как и на рис. 3.5а, значение $\theta_{\min} = 0.3$ выбрано таким, чтобы эффективность эллипсоида составляла 90% от эффективности параболоида при увеличении длины концентратора до максимально возможной L = 2F.

Рис. 3.5 позволяет заключить, что для обеспечения максимальной эффективности входная апертура концентратора должна быть расположена так близко к источнику, чтобы

$$\Phi_{\max} \ge (2.5 \div 3.2) |1 - \varepsilon|^{1/2}, \quad \gamma / \delta = 0.1 \div 1$$
 (3.13)

где коэффициент пропорциональности увеличивается при увеличении отношения γ/δ от 0.1 до 1.



Рис. 3.5. Зависимость нормированной эффективности эллипсоидального концентратора $v/v_{par} \equiv Y/Y_{par}$ от положения его входной апертуры (нормированного угла φ_{max}) при фиксированных параметрах $\gamma/\delta = 0.1$ и $\theta_{min} = 0.43$ (a) или $\gamma/\delta = 1$ и $\theta_{min} = 0.3$ (б), но различных значениях L/2F, указанных на рисунке.



Рис. 3.6. Зависимость нормированной эффективности эллипсоидального концентратора $v/v_{par} \equiv Y/Y_{par}$ от его длины при фиксированных параметрах $\gamma/\delta = 0.1$ и $\theta_{min} = 0.43$ (1) или $\gamma/\delta = 1$ и $\theta_{min} = 0.3$ (2). Значение φ_{max} выбрано равным 2.5 (1) или 3.2 (2).

Наконец, на рис. 3.6 показана зависимость приведенной эффективности эллиптического концентратора $v / v_{par} \equiv Y / Y_{par}$ от его безразмерной длины L/2F. Как и выше, расчет проведен для двух разных отношений $\gamma/\delta = 0.1$ и 1, значение параметра θ_{min} (0.43 и 0.3, соответственно) выбрано таким, чтобы эффективность эллипсоида составляла 90% от максимально возможной, достигаемой при увеличении его длины до 2F, а положение входной апертуры выбрано в соответствии с (3.13).

Видим (рис. 3.6), что для обеспечения значения эффективности порядка 90% от эффективности концентратора максимально возможной длины L = 2F и, следовательно, около 80% от эффективности параболоида, длина концентратора должна удовлетворять условию:

$$L/2F \ge 0.35$$
 (3.14)

т.е. составлять не менее третьей части расстояния от источника до образца.

Воспользовавшись (3.8) – (3.9) и (3.13) – (3.14), находим, что для обеспечения максимальной эффективности входная апертура концентратора должна быть расположена очень близко к источнику

$$L_{in} \le (0.0081 \div 0.028) 2F, \quad \gamma / \delta = 1 \div 0.1$$
 (3.15)

причем расстояние до источника должно быть существенно (в 3.5 раза) меньше в случае отражающего покрытия с большим поглощением. Если по тем или иным причинам расстояние от источника до концентратора L_{in} не может быть меньше определенного значения, то (3.15) определяет минимальное расстояние от источника до образца 2*F* необходимое для достижения высокой эффективности.

Тем самым для достижения высокой эффективности передачи излучения достаточно использовать лишь левую половину эллипсоида (расположенную ближе к источнику излучения) или даже ее часть. Этот вывод выглядит привлекательным с технологической точки зрения, поскольку, например, изготовление концентраторов методом [92] термопластической деформации стекла подразумевает снятие стеклянного эллипсоида после его отвердевания с металлического шаблона.

3.1.3. Решение в случае источника конечных размеров

До сих пор мы рассматривали точечный источник рентгеновского излучения, что, конечно же, является абстракцией. Проанализируем теперь,

как изменится эффективность эллиптического концентратора, если диаметр S источника конечен. В этом случае каждая точка отражающей поверхности облучается конусом лучей, падающих на поверхность в интервале углов $\Theta(\Phi) \pm S/[2\rho(\Phi)],$ где $\Theta(\Phi)$ скольжения - угол скольжения луча, испущенного из центра источника, а $\rho(\Phi)$ - это уравнение поверхности эллипсоида (3.2) в полярных координатах. Ясно, что конечный размер источника не будет влиять на эффективность концентратора, если разброс в углах падения излучения в каждой точке отражающей поверхности настолько мал, что $S/[2\rho(\Phi)] \ll \Theta(\Phi)$. Перейдя к нормированным углам (3.5),безразмерный замечаем, что возникает новый параметр $\sigma \equiv S/(2F |1-\varepsilon|^{1/2})$ и получаем условие, при котором конечным размером источника можно пренебречь

$$\sigma \equiv \frac{S}{2F \left|1-\varepsilon\right|^{1/2}} \ll \frac{\rho(\varphi)}{F} \theta(\varphi)$$
(3.16)

Воспользовавшись (3.7) – (3.8), легко убедиться, что правая часть в (3.16) является монотонно убывающей функцией нормированного угла φ и, тем самым, достаточно потребовать, чтобы (3.16) выполнялось при $\varphi = \varphi_{\text{max}}$. Тогда находим, что (3.16) выполняется, если

$$\sigma \ll \theta_{\min}^2 / \varphi_{\max} \tag{3.17}$$

и, в частности, $\sigma \ll 0.073$ при $\gamma/\delta = 0.1$, и $\sigma \ll 0.026$ при $\gamma/\delta = 1$. По существу, полученные условия накладывают ограничения на минимальные размеры концентратора, когда конечным размером источника еще можно пренебречь, а эффективность концентратора высока.

Для уточнения полученных оценок проведем расчет эффективности концентратора для разных длин волн в зависимости от размера источника с использованием метода прогонки лучей. Этот метод является компьютерным аналогом реального эксперимента и широко используется для анализа сложных рентгенооптических систем [57, 58, 111] и позволяет учесть даже рассеяние излучения на поверхностных шероховатостях [112]. Генерируя пару равномерно распределенных случайных чисел (способы генерации случайных чисел см. в [113]), определяем точку на поверхности источника, из которой испускается луч (рентгеновский фотон единичной энергии). Направления выхода луча определяется двумя другими случайными числами, одно из которых (азимутальный угол выхода фотона) также характеризуется равномерным распределением, распределения а плотность другого, определяющего угол выхода Ф по отношению к оптической оси, пропорциональна $sin(2\Phi)$, в соответствии с (3.3). Затем находится точка пересечения луча с поверхностью концентратора, угол скольжения Θ между лучом и поверхностью и рассчитывается коэффициент отражения $R(\Theta)$. После этого генерируется еще одно случайное число η с равномерной плотностью распределения в интервале [0; 1], которое сравнивается со значением *R*. Если $\eta < R$, то луч (фотон) отражается без изменения своей энергии и находится точка его пересечения с фокальной плоскостью. Если же $\eta > R$, то луч поглощается и начинается трассировка нового луча. Разбив правую фокальную плоскость (поверхность образца) на малые области (подобные ячейкам двумерного детектора) и суммируя попавшие в них лучи, определяем как распределение плотности потока излучения по поверхности образца, так и полную эффективность концентратора.

Результаты расчетов представлены рис. 3.7. Параметры на концентраторов выбраны в соответствии с выше проведенным анализом так, составляла около 80% ОТ чтобы их эффективность эффективности параболоида для точечного источника. Вычисления были проведены для нескольких сильно отличающихся длин волн и лучших по оптическим свойствам отражающих покрытий.



Рис. 3.7. Зависимость эффективности эллипсоидального концентратора v от нормированного размера источника σ . Значения v нормированы на эффективность параболоида для точечного источника. Расчеты проведены методом прогонки лучей для нескольких длин волн рентгеновского излучения и разных материалов отражающего покрытия: $\lambda = 0.154$ нм, Au (1); $\lambda = 0.989$ нм, Au (2); $\lambda = 4.47$ нм, Ni (3).

Кривые 2 и 3 на рис. 3.7, рассчитанные для $\lambda = 0.989$ нм и $\lambda = 4.47$ нм, близки друг к другу, поскольку на этих длинах волн близки отношения $\gamma/\delta \sim 0.4$ для материалов отражающих покрытий (Au и Ni, cootветственно). Кривая 1 ($\lambda = 0.154$ нм) несколько отличается от них из-за существенно меньшего отношения $\gamma/\delta \sim 0.1$ для золотого отражающего покрытия на этой длине волны. Тем не менее, проанализировав рис. 3.7, можно заключить, что независимо от отношения γ/δ полученное выше неравенство (3.17) сводится к более простому и понятному условию

$$\sigma \le \theta_{\min}^2 / 2\varphi_{\max}, \qquad (3.18)$$

при выполнении которого конечный размер источника не влияет на эффективность эллипсоидального концентратора. Из (3.18) немедленно получаем, что расстояние между источником и образцом должно быть достаточно велико, а именно

$$2F \ge (27 \div 77) \cdot S / |1 - \varepsilon|^{1/2}, \quad \gamma / \delta = 0.1 \div 1$$
 (3.19)

причем это расстояние возрастает как λ^{-1} при уменьшении длины волны излучения, а коэффициент пропорциональности увеличивается при увеличении отношения γ/δ .

Кроме того, рис. 3.7 демонстрирует несколько неожиданный результат: при увеличении размера источника эффективность концентратора сначала возрастает, хотя и не настолько, чтобы этот эффект мог быть полезным для практических применений. Поясним качественно причину возникновения эффекта. Рассмотрим некоторую фиксированную точку на отражающей поверхности. Ясно, что лучи, исходящие из разных частей источника, падают на ЭТУ точку под несколько отличающимися углами скольжения. Основываясь на простых геометрических соображениях, можно показать, что лучи из чуть большей части источника освещают точку под углами скольжения, чуть меньшими угла скольжения луча, испущенного из центра. Это и приводит к некоторому увеличению суммарного коэффициента отражения всех лучей, падающих на рассматриваемую точку по сравнению с точечным источником, т.е. к увеличению эффективности концентратора. При дальнейшем увеличении размера источника разброс в углах скольжения возрастает, и появляются лучи, которые падают на рассматриваемую точку вне области ПВО, причем их доля непрерывно увеличивается. В результате суммарный коэффициент отражения всех лучей от рассматриваемой точки уменьшается, приводя к падению эффективности концентратора. Кроме того, при достаточно большом размере источника появляются лучи, которые после первого отражения от концентратора снова падают на его поверхность. Такие многократно отраженные лучи хотя и могут достичь правой фокальной плоскости, но формируют на ней широкое пятно с очень низкой плотностью потока, а потому не представляют интереса для практического использования концентраторов и из рассмотрения исключались. Этот факт приводит к дополнительному уменьшению рассчитанной эффективности.
3.1.4. Пример применения результатов для расчета параметров концентратора

Полученные выше выражения позволяют без каких-либо дополнительных расчетов определить параметры эллипсоидального концентратора, размеры которого минимальны, а эффективность, напротив, близка к максимальной и составляет около 80% от эффективности преобразования излучения точечного источника в коллимированный пучок с помощью параболоида.

Прежде всего, задавая рабочую длину волны, выбираем материал ограниченного отражающего покрытия ИЗ весьма списка веществ. После этого из (3.10) определяем выше (глава 1). приведенного эксцентриситет наименее вытянутого эллипсоида $1 - e = K_1 \cdot |1 - \varepsilon|$, где K_1 числовой коэффициент, зависящий только от отношения γ/δ . Зависимость $K_1(\gamma/\delta)$ показана на рис. 3.8. Затем, воспользовавшись (3.15) и (3.19), выбираем минимально возможное расстояние между источником и образцом в соответствии со следующим условием: $2F = \max \{K_2 L_{in}; K_3 S / |1 - \varepsilon|^{1/2}\}.$ Это расстояние определяется либо диаметром источника S, либо минимально возможным с практической точки зрения расстоянием от источника до концентратора L_{in} . Зависимости числовых коэффициентов K_2 и K_3 от отношения γ/δ представлены на рис. 3.8. Тем самым, в соответствии с (3.2), форма эллипсоида полностью определена. Далее находим наименьшую возможную длину концентратора L = 0.7F. Наконец, если межфокусное расстояние 2F ограничено размером источника, из (3.15) находим расстояние от источника до входной апертуры концентратора $L_{in} = 2F / K_2$. На этом определение оптимальных параметров эллипсоидального концентратора заканчивается.



Рис. 3.8. Зависимости параметров K_1 , K_2 и K_3 , используемых для определения геометрических параметров оптимального эллипсоидального концентратора, от отношения γ/δ .

В таблице 3.1 приведены параметры оптимизированных эллипсоидальных концентраторов для нескольких длин волн рентгеновского излучения. Среди них К_α-линия меди (λ = 0.154 нм) и К_α-линия углерода 4.47 $(\lambda =$ HM) характеризуются наибольшей интенсивностью при использовании рентгеновских трубок в качестве источников ЖР и МР излучения и поэтому широко используются на практике при исследовании структуры и состава вещества. L_α-линия магния (λ = 0.989 нм) является стандартной для многих лабораторных установок ФЭС. Наконец, излучение с длиной волны $\lambda = 13.5$ нм находит все более широкое применение в современных установках проекционной нанолитографии, где эллипсоидальные концентраторы могут использоваться В качестве конденсоров для облучения отражающих масок.

Таблица 3.1 Оптимальные параметры эллипсоидальных концентраторов для ряда длин волн рентгеновского излучения, широко используемых на практике, в предположении, что диаметр источника излучения S = 300 мкм, а минимально возможное расстояние от источника до концентратора $L_{in} = 1$ см.

Параметр	λ = 0.154 нм	λ = 0.989 нм	λ = 4.47 нм	λ = 13.5 нм
Отражающее покрытие	Au	Au	Ni	Ru
Отношение ү/б	0.103	0.351	0.477	0.144
Поляризуемость 1-г	9.44·10 ⁻⁵	$3.05 \cdot 10^{-3}$	$3.12 \cdot 10^{-2}$	0.22
Эксцентриситет, 1-е	$8.72 \cdot 10^{-6}$	$1.98 \cdot 10^{-4}$	$1.80 \cdot 10^{-3}$	$1.80 \cdot 10^{-2}$
Расстояние от источника до образца 2 <i>F</i> , см	85.0	61.8	74.8	41.2
Длина концентратора L, см	29.8	21.6	26.2	14.4
Расстояние от источника до концентратора <i>L_{in}</i> , см	2.39	1.0	1.0	1.0
Диаметр входной апертуры концентратора <i>D_{in}</i> , см	0.12	0.31	1.00	2.15
Диаметр выходной апертуры концентратора <i>D_{out}</i> , см	0.35	1.18	4.33	7.74
Диаметр пятна фокусировки на полувысоте <i>S_F</i> , мм	0.87	0.91	0.93	0.89
Эффективность v, %	0.027	0.61	5.17	42.8
Нормированная эффективность v/v _{par}	0.77	0.81	0.79	0.82
Нормированная плотность потока в центре фокусного пятна, q/q ₀	8.43·10 ⁻⁶	1.48.10-4	1.22.10-3	1.55.10-2
Увеличение плотности потока в центре фокусного пятна за счет использования концентратора, <i>q</i> / <i>q</i> _{<i>R</i>}	$2.7 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^3$	3.03·10 ⁴	1.17·10 ⁵

Параметры концентраторов найдены из полученных выше аналитических выражений, а значение эффективности определялось

численно с использованием метода прогонки лучей. Для определенности размер источника выбран равным S = 300 мкм. Тогда минимальное расстояние от источника до концентратора, ограничиваемое размером источника, выглядит вполне приемлемым в случае ЖР излучения ($L_{in} \sim 2.4$ см для $\lambda = 0.154$ нм), но оказывается чрезвычайно малым для остальных длин волн (от $L_{in} \sim 4$ мм для $\lambda = 0.989$ нм до $L_{in} \sim 0.5$ мм для $\lambda = 13.5$ нм), что вряд ли возможно осуществить на практике при существующей конструкции рентгеновских трубок. Поэтому для МР излучения расстояние от источника до концентратора выбрано равным $L_{in} = 1$ см, что, по-видимому, может рассматриваться как минимально возможное с практической точки зрения.

Прежде всего, отметим, что полученные значения эффективности концентраторов соответствуют ожидаемому, которое составляет 80% от эффективности параболоида, т.е. от максимально возможного для оптических элементов с однократными отражениями.

Наибольшей проблемой с технологической точки зрения, по-видимому, изготовление концентратора лля ЖР является излучения, который представляет собой довольно длинную (L ~ 30 см) и очень узкую трубку с внутренним диаметром, изменяющимся от 1.2 мм до 3.5 мм. Конструкция концентратора может быть упрощена, но за счет уменьшения его эффективности. Простейшим способом является уменьшение длины концентратора. Действительно (см. рис. 3.6), если мы "отрежем" дальнюю от источника половину концентратора, т.е. уменьшим параметр L/2F от 0.35 до 0.17, то эффективность концентратора уменьшится от 80% до 60% по отношению к эффективности параболоида, что может быть вполне достаточным для ряда применений. Более последовательный подход к упрощению конструкции подразумевает, что меньшее значение требуемой эффективности принимается во внимание с самого начала оптимизации. Так, значение параметра θ_{\min} увеличится в полтора раза (от 0.43 до 0.65) в случае концентратора для ЖР излучения, если нормированную эффективность v/v_{par} уменьшить на 20% (см. рис. 3.4). В результате отличие эксцентриситета эллипсоида от единицы 1-e тоже увеличится в полтора раза, т.е. концентратор станет менее вытянутым, что предпочтительнее с точки зрения технологии изготовления.

Может оказаться, что использованное при расчетах расстояние от МР источника до концентратора $L_{in} = 1$ см слишком мало и требуется его увеличение, например, до 2 см. Тогда все геометрические параметры МР концентраторов, представленные в таблице, следует просто увеличить в два раза, причем значение эффективности останется тем же самым. Длина концентратора для K_a -линии углерода при этом превысит 50 см, что может оказаться за пределами возможностей существующих технологий. Как и в случае концентратора для ЖР излучения, проблему можно решить либо простым уменьшением длины концентратора, "отрезав" дальнюю от источника его часть, либо провести более аккуратную оптимизацию, несколько уменьшив требуемую эффективность концентратора.

В дополнение к расчетам эффективности концентратора, который определяет полное количество рентгеновских фотонов, падающих на образец, мы рассчитали методом прогонки лучей и распределение плотности потока излучения q вдоль поверхности образца. Пример показан на рис. 3.9 для концентратора с никелевым покрытием, оптимизированного для длины волны МР излучения $\lambda = 4.47$ нм. Значения плотности потока в центре образца представлены в таблице для всех рассмотренных концентраторов. Как это обычно принято в литературе, плотность потока q нормирована на ее значение q_R в отсутствие концентратора (3.1). Отметим, что в литературе отношение q/q_R зачастую называют "коэффициентом усиления" (gain). Расчеты показывают (см. рис. 3.9), что плотность потока увеличивается в ~30000 раз за счет использования оптики, т.е. применение концентратора чрезвычайно выгодно. В то же время использование параметра q/q_R



Рис. 3.9. Радиальное распределение плотности потока МР излучения ($\lambda = 4.47$ нм) вдоль поверхности образца при использовании концентратора с никелевым покрытием, параметры которого представлены в таблице. Плотность потока нормирована на ее значение в отсутствие концентратора.

Действительно, смысл концентрирующей оптики состоит в том, что с ее помощью можно получить заданную плотность потока, равно как и полный поток (эффективность), на любом расстоянии от источника, выбрав параметры (размеры) концентратора надлежащим образом. В то же время плотность потока убывает с расстоянием как $1/R^2$ в отсутствие оптики. Поэтому, увеличив все геометрические размеры концентратора, скажем, в два раза, мы немедленно получим дополнительный прирост "коэффициента усиления" еще в четыре раза. Наоборот, если вообще убрать концентратор, но придвинуть образец к источнику на минимально возможное расстояние в 1 см, мы все равно получим меньшую плотность потока, чем при использовании концентратора, но только в 5.5 раз. Тем самым, параметр $q/q_{\rm R}$ характеризует свойства преимущества полностью И использования концентратора лишь в том случае, когда расстояние между источником и образцом фиксировано и никоим образом не может быть изменено.

На наш взгляд, более фундаментальным параметром, характеризующим свойства концентратора независимо от его геометрических размеров, является отношение q/q_0 , где q_0 – плотность потока излучения на поверхности источника. Этот параметр также представлен в таблице.

3.2. Тестирование эллипсоидальных концентраторов на лабораторных источниках

Ясно. эффективность что использования эллипсоидального концентратора уменьшается при увеличении размеров источника. Более того, при использовании кристаллов-монохроматоров целесообразность применения таких концентраторов становится ещё менее очевидной, поскольку в этом случае расходимость излучения в одном из направлений заметно уменьшается. Ниже, однако, будет показано, что даже в условиях использования неточечного рентгеновского источника (обычной трубки) рентгеновской С кристаллом-монохроматором применение эллиптического концентратора оправдано, по крайней мере, для некоторых типов исследований.

Рассмотрим возможность применения эллипсоидального концентратора на лабораторном источнике с использованием кристалла-монохроматора. Задача о выборе оптимальных геометрических параметров такого концентратора рассмотрена выше. Расстояние между фокусами эллипсоида, энергия излучения и значение диэлектрической постоянной вещества концентратора (в нашем случае стекла марки C89-1) заданы, а значение малой полуоси (или эксцентриситета) определялось с использованием (3.10).

В результате был спроектирован эллиптический концентратор с параметрами, представленными на рисунке 1. Расстояние между фокусами составило 237 мм, а максимальный диаметр полости составил 0.5 мм. Расчеты методом прогонки лучей показали, что при использовании эллипсоида с такими параметрами в поставленных условиях (неточечный источник с использованием кристалла-монохроматора) можно ожидать увеличение интенсивности в плоскости фокусировки на порядок.

3.2.1. Методика проведения эксперимента и обработки экспериментальных данных



Рис. 3.10. Схема исследуемого эллиптического концентратора.

Проверка работоспособности данного изделия проводилась нами на экспериментальном стенде, описанном в пункте 2.2. Источником служила рентгеновская трубка БСВ-29 с медным анодом, использовался монохроматор из пиролитического графита, выделявший линию Cu Ka $(\lambda = 1.54 \text{ Å}).$

Результаты испытаний представлены на рисунках 3.11 и 3.12.

Экспериментальное тестирование образца проводилось по следующей схеме. Исследуемый концентратор вводился в пучок так, чтобы контур прошедшего излучения имел круговую форму. Затем капилляр смещался вдоль направления распространения излучения до совмещения одного из фокусов эллипсоида с некоторой областью на источнике. После достижения наилучшей фокусировки производилась серия снимков при различных расстояниях между выходным торцом концентратора и детектором (рис. 3.12).

Видим (рис. 3.11), что при применении данного концентратора не только уменьшился в 10 раз диаметр пучка в фокальной плоскости, но и интенсивность его в максимуме возросла примерно в 7 раз. Полученное значение немного меньше значения, ожидаемого в случае идеального эллиптического концентратора. Причинами такого уменьшения могут служить как отклонения формы внутренней поверхности капилляра от эллипсоидальной формы, так и неучтенная в расчетах шероховатость отражающей поверхности.

Полученное увеличение интенсивности сфокусированного пучка по отношению к интенсивности прямого пучка равносильно изменению расстояния между источником и детектором от значения 240 мм до некоторого значения D_{eff} , определяемого соотношением:



Рис. 3.11. Наблюдение фокусировки: а) фокусное пятно, наблюдаемое на двумерном детекторе; б) распределение интенсивности в прямом и сфокусированном пучке.



Рис. 1.12. а) Зависимость интенсивности в центре фокусного пятна от расстояния между выходным торцом концентратора и окном детектора. б) Зависимость ширины фокусного пятна на полувысоте (FWHM) от расстояния между выходным торцом концентратора и

окном детектора.

(3.20)

Ещё раз отметим, что полученное увеличение интенсивности было бы на несколько порядков больше в случае работы с микрофокусным источником.

Таким образом, нами была экспериментально на лабораторном источнике продемонстрирована фокусировка излучения Cu Kα (λ=1.54 Å) в пятно диаметром 0.15 мм с увеличением интенсивности в нем в 7 раз.

3.2.2. Применение эллипсоидальных концентраторов для белковой кристаллографии

Как известно [114-118], в традиционных экспериментах по рентгеноструктурному анализу (РСА) исследуемый образец небольшого размера «купается» в рентгеновском пучке. Применим описанный выше концентратор для подобных исследований.



Рис. 3.13. Схема установки для РСА.

В классической схеме PCA (рис. 3.13) излучение рентгеновского источника (1) коллимируется блоком щелей (4) для создания узкого пучка.

При этом ясно, что излучение, не попадающее в выделяемый щелями телесный угол просто отбрасывается. Концентратор же, как выше отмечалось, не только создает узкий пучок, но и заметно повышает его плотность потока.



Рис. 3.14. Сравнение дифрактограмм, полученных с использованием концентратора и без

Кроме того, эффективность использования излучения в экспериментах РСА может быть повышена, если оно фокусируется на детектор [54]. Таким образом, необходимо поместить концентратор между источником и детектором так, чтобы в одном фокусе эллипсоида располагался источник, а в другом – детектор. Для фиксации и юстировки концентратора удобно

использовать все тот же блок щелей, слегка зажав в них капилляр. Дело в том, что для настройки концентратора необходимо выполнять такие же перемещения, что и для настройки щелей. Поэтому вся механика, предусмотренная для юстировки щелей, позволила легко установить эллипсоид на место.

На рис. 3.14 показано сравнение дифракционных картин от кристалла белка лизоцима, полученных при использовании концентратора и без. Анализ изображений показал, что интенсивность большинства рефлексов возросла так же, как и их общее число. Кроме того, увиличился диапазон углов, в которых обнаруживаются рефлексы.

Элемент той же конструкции может быть применен и в качестве конденсора в современных рентгеновских микроскопах [95].

ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 3

- 1) Задача оптимизации концентраторов решена аналитически. Эффективность концентратора выражена через несколько универсальных $S/(F|1-\varepsilon|^{1/2})$ и $(1-e)/|1-\varepsilon|$, L/Fпараметров представляющих собой 2Fбезразмерные комбинации ИЗ межфокусного расстояния И L эксцентриситета е эллипсоида, длины И диэлектрической проницаемости є вещества концентратора, а также диаметра источника S.
- 2) Показано, что аналитическое решение задачи оптимизации позволяет без каких-либо вспомогательных вычислений, определить максимально возможную эффективность концентратора на любой длине волны и рассчитать его оптимальные параметры в зависимости от размера источника, длины волны излучения, вещества отражающего покрытия, а также технологических и экспериментальных ограничений, накладываемых на длину концентратора, расстояние между источником и образцом и т.д.

- 3) Показано, что эффективность концентратора приближается к максимально возможной при использовании источника конечных размеров, а не точечного, как можно было бы ожидать. За счет этого эффекта можно добиться повышения эффективности концентратора примерно на 4%.
- 4) Рассчитаны эффективность И оптимальные значения параметров концентратора для нескольких наиболее часто используемых длин волн (см. таблица 3.1). Показано, что, несмотря на низкую эффективность эллипсоидальных концентраторов (от 0.027% для $\lambda = 0.154$ нм до 42.8% для $\lambda = 13.5$ нм), выигрыш по интенсивности в центре фокусного пятна составляет несколько порядков (от $2.7 \cdot 10^2$ раз до $1.17 \cdot 10^5$ для соответствующих длин волн). Отметим, что получение этих и иных результатов по расчётам свойств эллипсоидальных концентраторов с полученных аналитических выражений учетом нами не требует продолжительных компьютерных расчётов.
- 5) Проведены испытания ряда эллипсоидальных концентраторов, изготовленных по капиллярной технологии. Продемонстрирована фокусировка излучения Cu Kα (λ = 1.54 Å) в пятно диаметром 0.15 мм с увеличением интенсивности в нем в 7 раз.
- 6) Испытанный концентратор был применен в установке РСА, что привело к росту интенсивности большинства рефлексов, а также и их общего количества. Кроме того, увеличился диапазон углов, в которых обнаруживаются рефлексы.

ГЛАВА 4. ЭФФЕКТ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ НА ВОГНУТЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ В ЖЕСТКОМ ДИАПАЗОНЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В данной главе теоретически и экспериментально изучены особенности эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности в жестком диапазоне рентгеновского излучения (0.12 – 0.3 нм). Показано, что проблема юстировки практически исчезает в таком наиболее важном для практики случае.

4.1. Качественный анализ эффекта шепчущей галереи на вогнутых сферических поверхностях в жестком диапазоне рентгеновского излучения

На первый взгляд может показаться, что для сферических зеркал вопрос юстировки становится более острым по сравнению с цилиндрическим зеркалом. Однако оказывается, что осе-симметричная поверхность (сферическая в частности) сама находит и отбирает лучи, падающие на нее по касательной. При этом, конечно, угловой спектр падающего излучения должен быть широким (т.е. пучок не должен быть коллимированным), а источник излучения должен быть достаточно протяженным. Дадим качественное обоснование этих утверждений.

Рассмотрим некоторую точку A, расположенную на верхней кромке вогнутого сферического зеркала, и построим плоскость, проходящую через эту точку и касающуюся поверхности зеркала (рис. 4.1). Ясно, что любой луч (SA, S_1A , S_2A на рис. 4.1), лежащий в касательной плоскости и проходящий через точку A, будет падать на вогнутую поверхность по касательной и, следовательно, скользить вдоль нее по дуге большого круга (т.е. вдоль сечения сферической поверхности плоскостью, проходящей через центр сферы и падающий луч). Если (линейный) источник излучения достаточно протяжен вдоль оси *Y*, а угловой спектр излучения широкий, то, во-первых, источник пересечет касательную плоскость в некоторой точке *S* и, во-вторых, найдется луч *SA*, падающий на вогнутую поверхность по касательной к ней.



Рис. 4.1. Схема, объясняющая существование лучей, падающих на вогнутую осесимметричную поверхность в режиме шепчущей галереи.

Если точка A смещается вдоль верхней кромки зеркала, то все эти рассуждения остаются справедливыми, по крайней мере, до тех пор пока источник (имеющий конечную длину в реальности) пересекает касательную плоскость. Тем самым, на верхней границе поверхности имеется целая дуга (либо две дуги, симметрично расположенные относительно оси X), на которую падают лучи в режиме шепчущей галереи. Ясно, что точки источника, близко расположенные к точке S, тоже будут освещать точку A на поверхности зеркала под углами скольжения, меньшими критического угла ПВО, т.е. такие лучи тоже будут распространяться вдоль поверхности за счет многократных последовательных отражений. Наконец, если точка A слегка сместится вдоль поверхности к центру зеркала, то какая-то часть лучей снова будет падать на поверхность в условиях ПВО, хотя скользящих лучей в этой точке вообще не будет. Тем самым, вблизи верхней кромки зеркала существует область, которая освещается множеством лучей, падающих на зеркало в условиях ПВО и, тем самым, распространяющихся вдоль его поверхности за счет многократных отражений.

Все эти рассуждения остаются в силе, если (линейный) источник излучения не параллелен оси *Y*, а образует с ней некоторый угол. Как и выше, пересечение касательной плоскости с источником означает существование луча, падающего по касательной на поверхность зеркала, хотя условия облучения поверхности могут и не быть симметричными относительно оси *X*.

Таким образом, независимо от точности юстировки, т.е. от взаимного расположения зеркала и источника, вогнутая поверхность зеркала сама находит и отбирает лучи, распространяющиеся вдоль нее в режиме шепчущей галереи. Конечно, источник предполагается протяженным вдоль оси *Y*, а угловой спектр его излучения широким.

4.2. Экспериментальные исследования эффекта шепчущей галереи

Эти качественные рассуждения были проверены экспериментально. Схема эксперимента показана на рисунке 4.2.

Рентгеновский фотон, испускаемый источником, падает на вогнутое сферическое зеркало, претерпевает одно или многократное отражение от его поверхности и затем попадает на двумерный координатный детектор. Источником излучения служила рентгеновская трубка БСВ-29 с медным анодом и линейным фокусом (0.4×8 мм), расположенным горизонтально (т.е. перпендикулярно плоскости рис. 4.2а). Для обеспечения широкого углового спектра пучка в эксперименте не использовались ни монохроматор, ни коллимирующие щели. Единственным элементом, ограничивающим угловую ширину пучка, являлось выходное окно кожуха рентгеновской трубки. Поблизости от верхней фаски зеркала располагался стальной экран, чтобы исключить попадание прямых лучей на детектор.



Рис. 4.2. Схема эксперимента по наблюдению эффекта шепчущей галереи (не в масштабе): вид сбоку (а) и вид сверху (б). Штрих-пунктирная линия на виде сбоку показывает сечение критического конуса (5.4) плоскостью XZ. Прямые yA' и yB' на виде сверху показывают пересечение плоскости XY и плоскостей, в которых распространяются лучи, испущенные из точки y на источнике. На виде сверху экран не показан.

В эксперименте использовалось тормозное излучение трубки, а характеристическое излучение практически не возбуждалось. Рассчитанный нами спектральный состав пучка с учетом поглощения в воздухе [119] простирался, в основном, от 0.12 нм до 0.3 нм с максимумом распределения на длине волны 0.162 нм (рис. 4.3).



Рис. 4.3. Спектральный состав, используемого пучка, с учетом поглощения и без (напряжение 10 кВ, ток 2 мА).

Взаимное расположение источника и зеркала могло меняться за счет поворота зеркала в вертикальной плоскости относительно оси гониометра на тот или иной угол α , отсчитываемый по часовой стрелке, причем нулевое значение угла α соответствовало положению источника на касательной к крайней точке поверхности зеркала (рис. 4.2). Расстояния от источника до зеркала и от зеркала до детектора составляли, соответственно, L = 195 мм и P = 185 мм.

Вогнутое сферическое зеркало с радиусом кривизны $\rho = 25$ см и диаметром D = 6 см было изготовлено из плавленого кварца методом глубокой шлифовки и полировки. Отметим, что угол раствора зеркала, т.е. угол поворота пучка, равен $\psi \approx 13.8^{\circ}$, что примерно в 70 раз превышает критический угол ПВО плавленого кварца на длине волны $\lambda = 0.154$ нм (для кварца $\delta = 0.14 \cdot 10^{-4}$, $\varepsilon = 0.25 \cdot 10^{-6}$).

Перейдем к описанию самого эксперимента. Сначала мы отодвинули стальной экран от верхней фаски зеркала, так что часть излучения источника попадала непосредственно на детектор, не отражаясь от зеркала. Измеренное распределение интенсивности показано на рис. 4.4. В нижней части детектора виден прямой пучок, ограниченный снизу краем зеркала, а сверху – выходным окном рентгеновской трубки. Кроме того, на рисунке ясно видны два пятна, расположенных в области тени от прямого излучения источника. Эти пятна и обусловлены эффектом шепчущей галереи.





После этого мы придвинули экран вплотную к верхней фаске зеркала и измерили распределение интенсивности на детекторе для различного расположения источника и зеркала (разных углов *а*). Результаты эксперимента представлены на рис. 4.5 (левая колонка).

Как и можно было ожидать, интенсивность сигнала на детекторе максимальна в случае, когда источник расположен на плоскости, касательной к крайней точке поверхности зеркала ($\alpha = 0$ на рис. 4.2), причем пятно на

детекторе представляет собой непрерывную дугу. Это означает, что и на верхней кромке зеркала имеется непрерывная дуга, на которую падает излучение в условиях шепчущей галереи. При смещении источника вверх $(\alpha > 0)$ форма пятна на детекторе в целом не меняется, но интенсивность сигнала резко уменьшается уже при $\alpha \sim 0.2^{\circ}$. При смещении источника вниз $(\alpha < 0)$ сигнал на детекторе превращается в два симметрично расположенных пятна, которые сдвигаются от центра детектора в прямой зависимости от смещения источника. Это означает, что на верхней кромке зеркала имеются две дуги, смещенные от оси X (рис. 4.2), на которые лучи падают по касательной к поверхности. Чем больше смещается источник, тем дальше от оси Х смещаются эти дуги, а значит, тем дальше от центра детектора смещаются и пятна. Поскольку размер детектора конечен, то, в конце концов, пятна выходят из области детектирования, что и показывает рис. 4.5. Таким образом, в отличие от цилиндрического зеркала, для которого эффект наблюдался при точности настройки по углу $\Delta \alpha \approx 0.2^{\circ}$, что соответствует критическому углу ПВО, при работе со сферическим зеркалом эффект наблюдается при менее точной настройке. Однако нужно иметь в виду, что при слишком большой отстройке $\Delta \alpha$, обусловленный эффектом сигнал может выйти далеко за рамки окна детектора.

Более подробное обсуждение наблюдаемого поведения детектируемого распределения интенсивности дано ниже. В этих экспериментах источник оставался параллелен плоскости *XY*, движение его происходило вдоль оси *Z*. Случай, когда это условие не выполнялось, также был нами исследован.



Рис. 4.5. Изменение распределения интенсивности детектируемого излучения при смещении зеркала от плоскости, касательной к поверхности зеркала (рис. 4.2). Степень почернения пропорциональна интенсивности. Левая колонка – эксперимент. Правая – результат компьютерного моделирования.



Рис. 4.6. Изменение изображения на детекторе при наклоне источника относительно плоскости *XY* на различные углы *у*. Степень почернения пропорциональна интенсивности. Координаты соответствуют пикселям на детекторе.

Нами была проведена серия экспериментов, в которых источник наклонялся относительно плоскости *XY* на различные углы γ (при этом положение $\gamma = 0^{\circ}$ соответствовало положению источника с $\alpha = 0^{\circ}$). Результаты этих экспериментов (рис. 4.6) показывают, что наклон источника так же, как и его вертикальное смещение, не является критическим для наблюдения эффекта. Конечно, форма сигнала заметно изменяется при наклоне источника, однако интенсивность и положение пучка в плоскости детектора изменяются очень слабо.

4.3. Численное моделирование

Для анализа экспериментальных данных (рис. 4.5, левая колонка) нами было проведено численное моделирование методом прогонки лучей. Кроме того, моделирование проводилось еще и для того, чтобы ответить на ряд вопросов, касающихся условий проведения эксперимента. Несмотря на то, что проблема юстировки практически исчезает в нашем случае, для быстрого и успешного обнаружения эффекта желательно иметь более детальное представление о том, как проводить эксперимент. Необходимо знать, где расположить источник, образец, детектор, и как их взаимное расположение влияет на детектируемый сигнал. В случае слабого сигнала очень важно понимать, как интенсивность полезного сигнала должна быть распределена на детекторе.

4.3.1. Описание расчетной программы

Цикл работы созданной нами программы состоял из трех основных этапов:

- ввод начальных данных;
- расчет;
- вывод результатов.

95

На первом этапе пользователь вводит или подтверждает уже введенные начальные данные. Они включают в себя геометрию эксперимента, физические параметры объектов и более сложные настройки, связанные непосредственно с самим алгоритмом вычисления.

Геометрия эксперимента определяется, координатами источника, зеркала и детектора в некоторой системе отсчета, а также их линейными размерами. Физические параметры специфичны для каждого из объектов. Для источника устанавливается количество испускаемых фотонов, частотный и угловой спектр излучения, для зеркала выбирается материал, из которого оно изготовлено (т.е. определяется значение диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1 - \delta + i\gamma$), а для детектора указывается количество пикселей (например, 2048×2048).

После того, как все необходимые начальные данные введены, пользователь может запустить расчет, в котором моделируется многократное прохождение рентгеновского кванта через оптическую систему. Прохождение фотона (луча) через оптическую систему рассматривалось в приближении геометрической оптики, т.е. распространение каждого луча рассматривалось независимо от других (интерференционные эффекты не учитывались), а эффектами поверхностных шероховатостей в данной работе пренебрегали. Алгоритм расчета в виде блок-схемы представлен на рис. 4.7.

Результатом расчета являются два массива: двумерный, описывающий получившееся изображение на детекторе, и одномерный, содержащий гистограмму числа отражений, испытанных лучами, попавшими в детектор (подробнее см. ниже). Эти результаты отображаются в программе сразу после завершения счета. Кроме того, есть возможность записать их в файл.

Интерфейс программы представляет собой одно окно (рис. 4.8). Условно окно программы можно разделить на три области. В первой области вводятся все параметры расчета, во второй - отображаются результаты расчета. Третья область представляет собой трехмерную геометрическую визуализацию моделируемой системы. Данная визуализация помогает пользователю контролировать вводимые им геометрические параметры.



Рис. 4.7. Блок-схема численного алгоритма.

78 0 000570254502547120	
Class Class Class	
Minimized window at work Detector Position (X)(Z)	
Source position Width RayAngles -18 4 0	
20 0,04 29,9 -22,5 5 0	
90 6 0	
20 SourceAngles 7 0	
1 Detector Siz 8 0	
10.00	
radius 25 Sigma, A 0	
psi/2 6,892 SelectBay Number of collections Spot coordinates (theta, fi) [pi]	
Material NoFrennel C single 0,98	
glo.onoono25 Mireset C multiple 0.5	
do opport V Spectrum (* all	
TEST C custom 1	
calc H= 2,23547038566+ enter	•
	2
2	
J. J	•
and the second se	

Рис. 4.8. Интерфейс расчетной программы.

Расчетная программа создана в программной среде Borland Delphi. Трехмерная визуализация реализована с помощью графической библиотеки OpenGL.

4.3.2. Алгоритм численного моделирования

Алгоритм численного моделирования (рис. 4.7) во многом схож с алгоритмом прогонки лучей, реализованным при решении задачи оптимизации эллипсоидальных концентраторов (глава 3). Прежде всего, с помощью генератора случайных чисел определялась координата точки источника, из которого испускается луч, и направление его распространения. Длина волны, от которой зависит коэффициент отражения, также выбиралась случайным образом, но в соответствии с заданным законом распределения, т.е. реальным спектром излучения источника и поглощением в воздухе. Методы генерации случайных чисел с заданным законом распределения описаны, например, в [113]. Затем, после проверки, что луч попадает на поверхность зеркала, находились координаты точки пересечения луча и вогнутой поверхности, а также угол скольжения луча θ .

В случае сферического зеркала внутренняя нормаль к отражающей поверхности всегда направлена к центру сферы и, в соответствии с законами геометрической оптики, луч распространяется в фиксированной плоскости, проходящей через падающий луч и центр сферической поверхности зеркала, причем угол скольжения луча не изменяется. Тем самым, мы можем легко определить (а) дугу, вдоль которой распространяется луч, и ее длину ψ , (б) координаты точки выхода луча из зеркала, (в) число отражений луча от поверхности зеркала $N = [\psi/2\theta] + 1$ (где [x] означает целую часть x), и (г) суммарный коэффициент отражения $R(\theta, \psi) = [R_F(\theta)]^{N(\theta, \psi)}$, где $R_F(\theta)$ – коэффициент однократного отражения, описываемый формулой Френеля (1.4) и зависящий, конечно, от длины волны.

На следующем шаге следует учесть, что только часть лучей, упавших на поверхность зеркала, будет повернута вогнутой поверхностью. Поскольку коэффициент отражения меньше единицы и уменьшается с увеличением угла скольжения, остальные лучи не выйдут за пределы зеркала. Для выбора одного из двух возможных событий (жизни или смерти луча при повороте) с помощью генератора случайных чисел, равномерно распределенных в интервале [0, 1], генерируется некоторое число *F*. Затем предполагается, что при $F \leq R$ луч выходит из зеркала и попадает на детектор (где $R = R_F^N$ – суммарный коэффициент отражения), а в противном случае F > R луч поглощается в веществе.

Наконец, если луч все-таки отразился от зеркала, то производится проверка на попадание в детектор, и в случае попадания в соответствующую ячейку детектора прибавляется 1.

4.3.3. Сравнение результатов эксперимента с результатами моделирования

Результаты компьютерного моделирования представлены на рис. 4.5, правая колонка, для тех же взаимных расположений источника и зеркала, что и в реальном эксперименте. Как видно (рис. 4.5), результаты численного моделирования и эксперимента хорошо соответствуют друг другу.



Рис. 4.9. Доля лучей, попавших на детектор, в зависимости от числа отражений луча при его скольжении вдоль вогнутой поверхности. Расчет проведен для случая $\alpha = 0^{\circ}$.

На рис. 4.9 показана гистограмма числа отражений, т.е. распределение доли числа лучей $\Delta N_J/N$, обогнувших вогнутую поверхность, в зависимости от числа отражений луча *J* (где *N* – полное число лучей, попавших на детектор, а ΔN_J – число лучей, испытавших *J* отражений). Расчет проведен для случая $\alpha = 0$. Как видно из рисунка, с наибольшей вероятностью луч претерпевает около 50 отражений при повороте, а в среднем каждый луч испытывает 60 отражений от сферической поверхности. Кроме того, вклад от лучей, испытавших менее 20 отражений, пренебрежимо мал. Тем самым, рис. 4.9 наглядно демонстрирует, что именно эффект шепчущей галереи (многократные отражения лучей) ответственен за формирование сигнала, наблюдаемого на детекторе.

4.4. Теоретическое описание полученных результатов по наблюдению эффекта шепчущей галереи в жестком диапазоне рентгеновского излучения на вогнутом сферическом зеркале

Проанализируем теперь более детально расположение дуг на верхней кромке зеркала, на которые падают скользящие лучи, а значит и поведение пятен, наблюдаемых на двухкоординатном детекторе (рис. 4.5), в зависимости от смещения источника излучения (угла α). Для этого рассмотрим некоторую точку A на верхней границе зеркала. Т.к. радиус сферической поверхности зеркала ρ и угол ψ заданы, то ее положение полностью характеризуется углом φ , отсчитываемым от отрицательного направления оси X' против часовой стрелки (используемая система координат ясна из рис. 4.10).



Рис. 4.10. Схема, поясняющая выбор системы координат при выводе уравнения плоскости, касательной к поверхности зеркала в точке *A*.

Радиус-вектор точки А будет выглядеть следующим образом:

$$\vec{r}_A = \vec{OA} = \left\{ -\rho \sin \frac{\psi}{2} \cos \varphi, -\rho \sin \frac{\psi}{2} \sin \varphi, -\rho \cos \frac{\psi}{2} \right\}.$$

Зададим плоскость, касательную к сферической поверхности зеркала в точке A. Для того, чтобы задать плоскость в пространстве, необходимо знать нормаль к плоскости и какую-либо точку, принадлежащую этой же плоскости. В роли такой точки подойдёт точка A, а нормалью является вектор \vec{r}_A . Тогда искомое уравнение плоскости имеет вид:

$$(\vec{r}-\vec{r}_A)\cdot\vec{r}_A=0,$$

где \vec{r} - радиус-вектор произвольной точки на плоскости. Т.к. $\vec{r}_A \cdot \vec{r}_A = \rho^2$, то после сокращения получим:

$$x' \cdot \cos \varphi + y' \cdot \sin \varphi + z' \cdot ctg \frac{\psi}{2} + \frac{\rho}{\sin(\psi/2)} = 0.$$
(4.1)

Теперь перейдём от используемой системы координат X'Y'Z' к системе координат XYZ, изображенной на рис. 4.10. Это можно сделать параллельным переносом вдоль положительного направления оси Z на $\rho \cos \frac{\psi}{2}$. При таком преобразовании координат происходит замена:

$$x = x', \quad y = y', \quad z = z' + \rho \cos \frac{\psi}{2}.$$
 (4.2)

После этого уравнение (4.1) окончательно примет вид:

$$x \cdot \cos \varphi + y \cdot \sin \varphi + z \cdot ctg \frac{\psi}{2} + \frac{D}{2} = 0, \qquad (4.3)$$

где D – диаметр зеркала $\left(\frac{D}{2} = \rho \sin \frac{\psi}{2}\right)$.

Теперь можно найти координату *у* пересечения касательной плоскости (4.3) и линейного источника излучения. Воспользовавшись методом введения вспомогательного аргумента, имеем:

$$\sqrt{x^2 + y^2} \cdot \left(\frac{-x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \cos \varphi - \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \sin \varphi\right) - z \cdot ctg \frac{\psi}{2} - \frac{D}{2} = 0$$
$$\cos\left[\varphi + \arcsin\left(\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}\right)\right] = \frac{z \cdot ctg(\psi/2) + D/2}{\sqrt{x^2 + y^2}}.$$

В результате получим следующую связь между углом φ , определяющим точку A на кромке зеркала, и точкой источника с координатами x = -L, y, $z = \left(L - \frac{D}{2}\right) \cdot \operatorname{tg}(\psi/2 + \alpha)$, из которой испускается

луч, падающий по касательной на поверхность зеркала в точке А:

$$\cos\left[\varphi + \arcsin\left(\frac{y}{\sqrt{L^2 + y^2}}\right)\right] = \frac{(L - D/2)\operatorname{tg}(\psi/2 + \alpha)\operatorname{ctg}(\psi/2) + D/2}{\sqrt{L^2 + y^2}}, \quad (4.4)$$

где $y \in [-S/2, S/2]$, а S – длина источника излучения. Система координат, использованная при этих расчетах, соответствует рис. 4.2.

Очевидно, что уравнение (4.4) имеет решение, если его правая часть не превышает единицу. В этой связи отметим, что уравнение

$$\sqrt{x^2 + y^2} = (L - D/2) \operatorname{tg}(\psi/2 + \alpha) \operatorname{ctg}(\psi/2) + D/2$$
(4.5)

определяет конус, касающийся сферической поверхности на верхней кромке зеркала. Сечение этого критического конуса плоскостью XZ показано на рис. 4.2 штрих-пунктирной линией. Тем самым, если точка источника расположена внутри критического конуса, то нет ни одного луча, испущенного из этой точки и падающего на зеркало по касательной. Если же точка источника лежит вне критического конуса, то, в соответствии с уравнением (4.4), имеется два луча yA и yB (рис. 4.2), падающих на зеркало по касательной к его поверхности в точках определяемых выражениями:

$$\varphi_{1,2}(y) = \pm \arccos \frac{(L - D/2) \operatorname{tg}(\psi/2 + \alpha) \operatorname{ctg}(\psi/2) + D/2}{\sqrt{L^2 + y^2}} - \operatorname{arcsin}\left(\frac{y}{\sqrt{L^2 + y^2}}\right). \quad (4.6)$$

Когда точка *у* смещается от одного конца источника к другому, точки *A* и *B* смещаются вдоль верхней границы зеркала, описывая дуги некоторого углового раствора. Учитывая, что в условиях нашего эксперимента *S/L*<<1 и α <<1, из уравнения (4.6), после некоторых алгебраических преобразований, можно найти универсальные выражения, определяющие граничные точки дуги, освещаемые источником в условиях шепчущей галереи:

$$\alpha / \alpha_{\max} = 1 - (1 + \varphi / \varphi_0)^2; \qquad \alpha / \alpha_{\max} = 1 - (1 - \varphi / \varphi_0)^2, \qquad (4.7)$$

где введены следующие параметры:

$$\varphi_0 = \frac{S}{2L}; \qquad \alpha_{\max} = \frac{S^2}{16L^2} \cdot \frac{\sin \psi}{1 - D/(2L)}.$$

Иными словами, скользящие лучи падают только на те точки зеркала, которые находятся между граничными кривыми (4.7) и лежат в заштрихованной области на рис. 4.11.



Рис. 4.11. Граничные кривые (4.7), определяющие заштрихованную область, в которой только и существуют лучи шепчущей галереи.

Если источник расположен на касательной к поверхности зеркала ($\alpha = 0$), то имеется непрерывная дуга углового раствора $\Delta \varphi = 4\varphi_0 = 2S/L$,

облучаемая источником в условиях эффекта шепчущей галереи. Если источник смещается вверх на угол α , превышающий $\alpha_{max} \approx 0.0032^{\circ}$ в условиях нашего эксперимента, то все точки источника оказываются лежащими внутри критического конуса и, следовательно, скользящие лучи вообще отсутствуют. Наблюдаемый при этом сигнал на детекторе обусловлен лучами, хотя и не скользящими вдоль поверхности зеркала, но падающими на нее под углами скольжения меньшими критического угла ПВО.

Если же источник смещается вниз от касательной к зеркалу ($\alpha < 0$), то непрерывная дуга разделяется на две, причем каждая из них имеет угловой $\Delta \varphi = 2\varphi_0 = S / L$, который, раствор что интересно, определяется исключительно угловым размером источника в горизонтальной плоскости и не зависит ни от диаметра зеркала D и его радиуса кривизны ρ , ни от величины смещения источника (угла *α*). Последнее утверждение справедливо лишь при $\alpha > -\psi/2$. В противном случае источник располагается ниже фаски зеркала и вообще не облучает его поверхность. Ясно, что чем дальше от оси Х смещается дуга, облучаемая скользящими лучами, тем дальше от центра детектора смещаются и наблюдаемые пятна интенсивности. В конце концов, эти пятна раздвигаются на расстояние, превышающее размер апертуры детектора, и перестают наблюдаться в эксперименте. Как и выше, слабый сигнал между пятнами объясняется наличием лучей, падающих на зеркало в условиях ПВО, но не скользящих вдоль его поверхности.

Таким образом, проведенный теоретический анализ позволяет полностью объяснить результаты эксперимента.

ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 4

 Впервые теоретически и экспериментально изучены особенности эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности в жестком диапазоне рентгеновского излучения (0.12 – 0.3 нм).

- Получены аналитические выражения для условий проявления эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности в жестком диапазоне длин волн.
- 3) Было проведено численное моделирование эксперимента по методу прогонки лучей в рамках приближений геометрической оптики. Результаты расчета и эксперимента хорошо соответствуют друг другу, а также согласуются с полученными аналитическими выражениями.
- 4) Проведенные исследования подтверждают значительную эффективность поворота рентгеновского пучка с использованием Численный эффекта шепчущей галереи. расчет показал, распространяясь вдоль вогнутой поверхности исследованного зеркала (радиус кривизны 25 см, диаметр 6 см, изготовлено из плавленого кварца), луч с наибольшей вероятностью претерпевает около 50 отражений при повороте, а в среднем каждый луч испытывает 60 отражений от сферической поверхности.

ГЛАВА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ВОГНУТЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ СКОЛЬЗЯЩИМ ПУЧКОМ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В данной главе обсуждается и экспериментально демонстрируется возможность применения эффекта шепчущей галереи для исследования качества вогнутых сферических поверхностей, а также для получения двумерных рентгеновских томографических изображений депозитных объектов либо дефектов обработки на изогнутых зеркально отражающих поверхностях.

5.1. Возможность получения информации о качестве вогнутой поверхности с помощью скользящего рентгеновского пучка

Выполняя экспериментальные исследования, описанные в главе 4, мы наблюдали (рис. 5.1 в, г) некоторые особенности в профиле интенсивности пучка, выходящего после многократных отражений от зеркала.



Рис. 5.1. Интенсивность *I* выходящего пучка в плоскости детектора. Модель: (а) двумерное распределение; (б) сечение. Эксперимент: (в) двумерное распределение; (г) сечение. На рисунках (а) и (в) степень почернения пропорциональна интенсивности.

На обоих рисунках отчетливо видно, что распределение интенсивности имеет отдельные локальные минимумы. Эти минимумы сохраняются при

увеличении экспозиции и смещении чувствительной области детектора. Стало быть, следует считать, что они обусловлены именно свойствами поверхности зеркала, а не дефектами детектора и статистикой эксперимента.

Рассмотрим механизм возникновения этих особенностей. Если на идеальной сферической поверхности находится дефектная область малых размеров, то при отражении от неё пучок рентгеновского излучения будет поглощаться, либо рассеиваться. В обоих случаях это приведет к локальному уменьшению интенсивности выходящего пучка, регистрируемому детектором. Результаты численных расчетов, соответствующих такой гипотезе, представлены на рис. 5.1а,б. Эти расчеты проводились методом прогонки лучей с помощью алгоритма, подробно описанного в предыдущих главах. Отражение от дефектных областей моделировалось с использованием модифицированного коэффициента отражения:

$$R(\theta,k) = R_F(\theta) \cdot (1-k),$$

где R_F – френелевский коэффициент отражения (1.4), k – коэффициент ослабления пучка, обусловленный наличием дефекта на поверхности. Рассеяние не учитывалось.

Расчеты проводились для излучения с непрерывным спектром от 1.2Å до 3Å с максимумом на длине волны 1.62Å, зеркала, изготовленного из плавленого кварца, диаметром 6 см, радиусом кривизны 25 см и диаметром дефекта 2 мм. Видим, что смоделированный профиль пучка качественно повторяет измеренный в эксперименте (рис.5.1 в, г).

Таким образом, согласно предложенной гипотезе на поверхности исследованного зеркала на пути распространения пучка располагались некоторые особенности (вероятно обусловленные дефектами обработки поверхности), приводящие к локальному уменьшению интенсивности в пучке (рис. 5.1 в, г).
Понятно, что при мысленном смещении особенности в другое место сферической поверхности локальный минимум в измеряемом распределении сместится. Теперь проанализируем, интенсивности также что будет происходить с распределением интенсивности отраженного пучка в случае поворота зеркала вокруг собственной оси симметрии при неподвижном источнике. Очевидно, что условия наблюдения эффекта шепчущей галереи остаются неизменными, поэтому в случае абсолютно гладкого зеркала пространственное распределение интенсивности на детекторе оставалось бы неизменным. Однако, наличие на поверхности тех или иных особенностей, ослабляющих интенсивность излучения, приводит к тому, что снимки, сделанные для разных угловых положений, отличаются друг от друга по относительным положениям локальных минимумов В распределении интенсивности. Ha рис. 5.2 представлены в сравнении теоретически рассчитанное и экспериментально наблюдаемые нами (для двух разных углов поворота зеркала) распределения интенсивности многократно отраженного от вогнутой сферической поверхности пучка. Причины возникновения двух широких максимумов на теоретической кривой рассмотрены в главе 4. Отклонения экспериментальных кривых от теоретической определяются как реальной статистикой эксперимента, так и дефектами обработки поверхности зеркала.



Рис. 5.2. Теневые проекции для идеальной поверхности (модель) и реальной поверхности (эксперимент) в разных угловых положениях с разницей в 2°.

Видим (рис. 5.2), что локальные минимумы действительно смещаются при описанном вращении зеркала. Такое поведение детектируемого сигнала вызывает ассоциацию с методом рентгеновской томографии [120-122]. В этом методе объект исследования просвечивается рентгеновским пучком с разных направлений, и регистрируются теневые проекции объекта. Как и в рассматриваемых экспериментах, в томографии проекции, полученные под разными углами, отличаются друг от друга расположением локальных минимумов, обусловленных поглощением в образце. Зная расположение оси вращения относительно объекта, а также траектории зондирующих лучей в пучке, удается математически восстановить объемное распределение коэффициентов ослабления в исследуемом объекте.

Таким образом, регистрируя подобно методу томографии последовательность пространственных распределений интенсивности многократно отраженного от вогнутой поверхности пучка, получаемых для различных углов вращения зеркала относительно оси его симметрии, нам, возможно, удастся определить пространственное положение и размеры дефектных областей на поверхности зеркала. Отметим, что в роли исследуемых «дефектов» могут быть и нанесенные на поверхность объекты (например, маска для фотолитографии).

5.2. Предварительные оценки

Прежде, чем переходить к описанию испытательных экспериментов и их результатов, остановимся на особенностях, отличающих данный метод от рентгеновской томографии.

1) Важна ориентация объекта (зеркала) при вращении – оси вращения и симметрии зеркала должны совпадать. В противном случае взаимное расположение источника и поверхности будут изменяться в ходе вращения, как и условия наблюдения эффекта шепчущей галереи. По этой причине может произойти изменение траектории скользящего пучка, а,

следовательно, и распределение интенсивности на детекторе (рис. 4.5). Таким образом, при математической обработке измеренного сигнала возникнет дополнительная задача учета эффекта, не связанного с качеством поверхности. Если же добиться совпадения оси вращения и симметрии зеркала с угловой точностью, не превышающей половину критического угла полного внешнего отражения (что в нашем случае составляет ~0.1°), то, как видно из рис. 4.5, данным эффектом можно пренебречь. Созданная нами установка (см. раздел 2.3) обеспечивает необходимую точность.

2) «Пустой» пучок, необходимый для успешной реконструкции данных, экспериментально не измеряем. В томографии для измерения «пустого» пучка достаточно вывести образец из пучка. В рассматриваемом подходе необходимо «вывести» из скользящего пучка все поверхностные дефекты. Ясно, что такая операция не выполнима. В связи с этим «пустой» пучок программно моделировался по набору измеренных теневых проекций (подробнее см. ниже).

3) Результатом эксперимента является восстановленное поверхностное коэффициентов ослабления распределение локальных скользящего рентгеновского пучка. Однако, в данный момент не представляется возможным определить конкретную физическую причину ослабления. Таких причин может быть одновременно несколько: поглощение, рассеяние, отражение под большим углом за счет локальной несферичности, отражение с меньшим коэффициентом за счет локального изменения оптических констант. Тем не менее, можно с уверенностью утверждать, что меньшее восстанавливаемой коэффициента ослабления значение величины соответствует более гладкой и чистой поверхности.

4) Траектории зондирующих лучей принципиально отличаются от аналогичных траекторий в томографии (параллельный или конический пучки). Следовательно, стандартные для томографии алгоритмы реконструкции, строго говоря, требуют модификации. С этой целью мы

аналитически определили уравнения зондирующих лучей, что позволило адаптировать метод томографической реконструкции для решения нашей задачи. Тем не менее, траектории лучей, скользящих вдоль рассматриваемой сферической поверхности, достаточно слабо отличаются от параллельных. В этой связи в представленных ниже результатах использовалось и приближение параллельного пучка (существенно сокращающее время реконструкции), которое, как видно из рис. 5.6, можно считать приемлемым на данной стадии развития рассматриваемого метода.

5) Из главы 4 следует, что при каждом выбранном угловом положении зеркала, *скользящим пучком принципиально засвечивается лишь часть поверхности*. Когда источник находится на плоскости касательной к поверхности зеркала в точке на кромке (рис. 4.2 и 4.5, случай $\alpha = 0$), скользящим пучком зондируется полоса некоторой ширины, проходящая через центр зеркала, что ясно из геометрических соображений. Стало быть, пространственное разрешение неодинаково вдоль поверхности зеркала. В точках, расположенных в центре сферической поверхности и непрерывно освещаемых пучком, разрешение выше, чем в крайних точках, которые зондируются пучком лишь в нескольких угловых положениях.

5.3. Эксперименты по диагностике качества вогнутой сферической поверхности скользящего рентгеновским пучком

Сконцентрируемся теперь на экспериментальной проверке работоспособности самой идеи диагностики поверхностных дефектов на вогнутых сферических поверхностях. Соответствующая схема эксперимента представлена на рис. 5.3. Она отличается от описанной в предыдущей главе вращением образца вокруг собственной оси симметрии (оси *Z* на рис. 5.3), благодаря чему в ходе эксперимента пучок всегда падал по касательной на ближайшую к источнику кромку зеркала. Кроме того, детектор придвигался на минимальное расстояние (~ 1 см) к исследуемой поверхности. Отметим,

112

что крепление экрана осуществлялось таким образом, чтобы при вращении зеркала во время эксперимента, экран оставался неподвижным.



Рис. 5.3. Схема эксперимента: (а) вид сбоку, (б) вид сверху.

Как уже говорилось, в ходе эксперимента необходимо измерить набор распределений интенсивности выходящего после многократных отражений пучка, освещающего поверхность с разных направлений. Пример одного такого распределения представлен на рис 5.1в.

Теперь опишем процедуру обработки экспериментальных данных. Сначала мы вычисляем проекцию этого распределения на ось Y (т.е. интегрируем по координате Z). Полученную зависимость I(Y) (рис. 5.1г) будем называть теневой проекцией (по аналогии с методом рентгеновской томографии). Набор теневых проекций, полученных при разных углах поворота зеркала, можно объединить в одно двумерное $I(\varphi, Y)$, которое отражает зависимость теневых проекций от угла поворота зеркала φ . Такое представление экспериментальных результатов в томографии принято называть синограммой (рис. 5.4 а,б). Далее, зная, как выглядит профиль пучка, отразившегося от идеально гладкой поверхности (рис. 4.5, правая колонка), мы можем для каждого угла φ программно воссоздать «пустой» пучок $I_0(Y)$, соответствующий измеренному (рис. 5.2). Наконец, нормируя теневую проекцию на «пустой» пучок, мы получаем зависимость интегрального ослабления пучка $K = I/I_0$ при его прохождении вдоль зеркала от поперечной координаты Y.

Рассчитав двумерный $K(\varphi, Y)$, массив можно приступать томографической реконструкции непосредственно к распределения коэффициентов ослабления на исследуемой сферической поверхности. Принципы работы различных алгоритмов восстановления подробно описаны в [123]. В нашей схеме, как уже говорилось, геометрия пучка, зондирующего поверхность, является достаточно сложной. По этой причине нами использовались алгебраические методы реконструкции, которые активно развиваются в последнее время (см. например [124]). Для наглядности везде далее будем отображать восстановленные поверхностные распределения в проекции на плоскость ХҮ.

5.4. Полученные результаты

Перейдем к полученным нами результатам, демонстрирующим работоспособность предложенного подхода. В первом эксперименте (рис. 5.4a) исследовалось зеркало без искусственно созданных областей, ослабляющих пучок.



Рис. 5.4. Полученные результаты: (а) синограмма чистого зеркала; (б) синограмма зеркала с отпечатком пальца; (в) реконструкция чистого зеркала; (г) реконструкция зеркала с отпечатком пальца. Степень почернения пропорциональна ослаблению пучка.

На реконструкции (рис. 5.4в), видны не только дефекты обработки поверхности, но и артефакты, связанные с теми особенностями, о которых говорилось в разделе 5.2. Кроме измерений чистого зеркала, также проводились эксперименты, в которых на поверхность искусственно наносились объекты разной природы: свинцовая крошка, металлические и пластилиновые шарики разных диаметров и др. Одним из наиболее неожиданных полученных результатов является восстановление отпечатка пальца (см. рис. 5.4б и 5.4г), сделанного в центре зеркала. На реконструкции отчетливо видны папиллярные линии (рис. 5.5). Расстояния между

папиллярными линиями, измеренные по результатам реконструкции, находятся в диапазоне от 0.2 до 0.5 мм, что совпадает с прямыми измерениями. Отметим, что дополнительных контрастирующих веществ при создании отпечатка не использовалось, а изображение, по всей видимости, формировалось тонким слоем жира, который имеет линейный коэффициент поглощения от 0,0002 мкм⁻¹ до 0,003 мкм⁻¹ в использованном диапазоне длин волн (от 1.2Å до 3Å). Ясно, что увидеть такой слабо поглощающий объект за счет абсорбционного контраста в классической радиографии практически невозможно.



Рис. 5.5. Увеличенное изображение реконструкции отпечатка пальца, изображенной на рис. 5.4.г

Обратим внимание, что на обеих реконструкциях (рис. 5.4в и 5.4г) в одних и тех же местах прослеживаются механические дефекты поверхности зеркала, не исчезающие после очистки поверхности.

При обработке синограммы отпечатка пальца мы попробовали применить скорректированный алгебраический метод реконструкции, в котором учитывались истинные траектории зондирующих лучей. С целью сравнения результатов восстановления, полученных в приближении параллельного пучка и с учетом истинных траекторий, на рис. 5.5 показана разность реконструкций.



Рис. 5.6. Разность реконструкций отпечатка пальца, полученных в приближении параллельного пучка и с учётом реальных траекторий. По осям координаты пикселей детектора (1 пиксель = 13 мкм).

Видим, что приближение параллельного пучка привело к пространственным искажениям в поверхностном распределении значений коэффициентов ослабления. Возникшие отклонения в положениях дефектов пренебрежимо малы в центре поверхности (а также отпечатка) и не превосходят 300 мкм во всей области отпечатка пальца, увеличиваясь при удалении от центра к краю до ~ 2 мм. Отметим, что отличия в самих значениях коэффициентов ослабления на дефектах не превышали 10%.

Существенно, что время, затрачиваемое на процедуру реконструкции с учётом реальных траекторий, возросло примерно в 240 раз. Таким образом, с помощью приближения параллельного пучка можно достаточно быстро осуществить процедуру реконструкции, дав качественную оценку состояния зеркала. Для более точных результатов полезно учитывать реальную геометрию пучка.

Отдельный представляет интерес исследование возможностей рассматриваемого подхода по обнаружению дефектов с линейными размерами близкими к разрешению детектора (13 мкм). Для решения этой задачи мы использовали человеческий волос, расположенный на поверхности зеркала. Его толщина, измеренная в оптическом микроскопе, составила ~ 60 мкм (рис. 5.7). Напомним, что ширина (высота над поверхностью) пучка d (см. формулу (1.9)), распространяющегося в режиме шепчущей галереи, составляет всего лишь ~2 мкм для зеркала из плавленого кварца в используемом диапазоне длин волн (0.12 – 0.3 нм). По этой причине скользящий пучок должен быть ослаблен волосом лишь в тех областях, в которых волос отстоит от сферической поверхности не более чем на это расстояние. Очевидно, что такими областями будут являться окрестности точек касания поверхности. Перед проведением эксперимента мы убедились, что волос касается сферической поверхности зеркала в районе её центра.



Рис. 5.7. Фотография волоса в микроскопе

Восстановленное распределение коэффициентов ослабления представлено на рис. 5.8 (слева). Область касания волосом отчётливо выделяется (см. рис. 5.8 (справа)) на фоне остальных дефектов и артефактов реконструкции.



Рис. 5.8. Реконструкция зеркала с волосом.

полученные Таким образом, на данный момент результаты возможность подтверждают принципиальную локального выявления дефектов на зеркальных поверхностях с помощью предлагаемой методики. что дальнейшее исследование и более точный учет Предполагается, описанных выше особенностей приведут к повышению информативности и качества получаемых результатов. Однако и уже полученные результаты указывают на перспективность разработанного подхода, например для исследования качества крупногабаритных вогнутых сферических зеркал или депозитных нанослоев на сферической поверхности. Поскольку депозитные слои наносятся, как правило, через маску, то полученные изображения позволяют выявлять отличия реальной структуры слоев от планируемой. Приведенные результаты подтверждают работоспособность предложенного нами подхода. Достигнутое на данный момент пространственное разрешение составляет ~50 мкм.

ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 5

1) Впервые показана возможность исследования качества вогнутых сферических поверхностей скользящим пучком жесткого

рентгеновского излучения. Разработанный метод позволяет определять местоположение и размеры дефектов или нанесенных объектов на анализируемой поверхности.

- Работоспособность предложенного подхода была продемонстрирована на вогнутом сферическом зеркале из плавленого кварца с диаметром 6 см и радиусом кривизны 25 см. Достигнутое пространственное разрешение составляет ~50 мкм.
- 3) Продемонстрирована чувствительность высокая метода К поверхностным дефектам экспериментах восстановлению В ПО Изображение отпечатка пальца, сделанного В центре зеркала. который имеет линейный формировалось тонким слоем жира, 0.0002 мкм⁻¹ до 0,003 мкм⁻¹ в коэффициент поглощения ОТ использованном диапазоне длин волн (от 1,2Å до 3Å). Несмотря на такое слабое поглощение, папиллярные линии отчетливо разрешаются, а расстояния между ними соответствуют прямым измерениям.

ВЫВОДЫ ДИССЕРТАЦИИ

- Впервые теоретически и экспериментально изучены особенности возникновения и существования эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности в жестком диапазоне рентгеновского излучения (0.12 – 0.3 нм):
 - впервые показано, что наблюдение эффекта на сферической поверхности не требует столь тщательной юстировки, как, например, на цилиндрической поверхности;
 - получены аналитические выражения для условий наблюдения
 эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности в жестком диапазоне длин волн;
 - эти выражения подтверждены как в эксперименте, так и при численном моделировании, проведенном по методу прогонки лучей;
 - проведенные исследования подтверждают значительную (~20%) эффективность поворота рентгеновского пучка С использованием эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности (радиус кривизны 25 см, диаметр 6 см, изготовлено кварца). Численный ИЗ расчет плавленого показал, распространяясь вдоль вогнутой поверхности исследованного зеркала, луч с наибольшей вероятностью претерпевает около 50 отражений при повороте, а в среднем каждый луч испытывает 60 отражений от сферической поверхности;
 - впервые показана возможность исследования качества вогнутых сферических поверхностей скользящим пучком жесткого рентгеновского излучения;

- разработанный метод позволяет определять местоположение и размеры дефектов или нанесенных объектов на анализируемой поверхности;
- работоспособность предложенного подхода была продемонстрирована на вогнутом сферическом зеркале из плавленого кварца с диаметром 6 см и радиусом кривизны 25 см. Данным методом удается обнаруживать дефекты с линейными размерами ~50 мкм.
- Впервые аналитически решена задача оптимизации концентраторов для лабораторных рентгеновских источников:
 - эффективность концентратора выражена через несколько L/F, $S/(F|1-\varepsilon|^{1/2})$ и параметров $(1-e)/|1-\varepsilon|,$ универсальных собой безразмерные комбинации представляющих ИЗ межфокусного расстояния 2F и эксцентриситета *е* эллипсоида, диэлектрической проницаемости є длины L И вещества концентратора, а также диаметра источника *S*;
 - аналитическое решение задачи оптимизации позволяет без какихлибо вспомогательных вычислений, определить максимально возможную эффективность концентратора и рассчитать его оптимальные параметры в зависимости от размера источника, длины волны излучения, вещества отражающего покрытия, а также технологических и экспериментальных ограничений, накладываемых на длину концентратора, расстояние между источником и образцом и т.д.;
 - показано, что, несмотря на низкую эффективность
 эллипсоидальных концентраторов в рентгеновском диапазоне
 длин волн (от 0.027% для λ = 0.154 нм до 42.8% для λ = 13.5 нм),
 выигрыш по интенсивности в центре фокусного пятна составляет

несколько порядков (от $2.7 \cdot 10^2$ раз до $1.17 \cdot 10^5$ для соответствующих длин волн);

- эффективность концентратора приближается к максимально возможной при использовании источника конечных размеров, а не точечного, как можно было бы ожидать. За счет этого эффекта можно добиться повышения эффективности концентратора примерно на 4% (по сравнению с точечным источником).
- 3) Проведенные испытания капиллярных оптических элементов из стекла демонстрируют возможность их эффективного применения как для фокусировки излучения, так и для поворота рентгеновского пучка даже при использовании лабораторного источника, причем их дополнительным преимуществом является сравнительно низкая стоимость:
 - в экспериментах с поликапиллярным волокном было показано, что эффективность поворота пучка на 10° составляет не менее 5% от интенсивности пучка, прошедшего через неизогнутый поликапилляр;
 - исследованные эллипсоидальные концентраторы, изготовленные по капиллярной технологии, продемонстрировали фокусировку излучения Cu Kα (λ = 1.54 Å) в пятно диаметром 0.15 мм с увеличением интенсивности в нем в 7 раз.
- Для проведения указанных выше исследований был разработан аппаратурно-программный комплекс, включающий в себя:
 - пакет программ для численного моделирования по методу прогонки лучей взаимодействия рентгеновских пучков с зеркальными поверхностями различной формы;
 - экспериментальную установку для проведения измерений, состоящую из узла рентгеновской трубки (с управлением заслонкой), узла юстировки образца и двумерного координатного

детектора (2048х2048 элементов, 13х13 мкм). Узел юстировки позволяет проводить линейные перемещения образца в двух взаимно перпендикулярных направлениях (ход 15 мм, точность 0.1 MM) И его покачивания вокруг двух взаимно перпендикулярных осей (угол наклона до 8°, точность 0.1°), а также вращать образец с угловой точностью ~0.03°. Перемещения детектора позволяют регистрировать излучение с угловым отклонением относительно исходного направления пучка из трубки ±45° в горизонтальной плоскости и ±10° в вертикальной;

– пакет программ для обработки экспериментальных данных.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность следующим людям:

Своим научным руководителям А. В. Андрееву и В.Е. Асадчикову, за постановку задачи, постоянную поддержку и участие в обсуждении работы;

И. В. Кожевникову (ИК РАН) и А. В. Бузмакову (ИК РАН), без участия которых эта работа могла бы и не состоятся;

Р.А. Сенину (РНЦ «Курчатовский институт») и Б.С. Рощину (ИК РАН) за помощь на ранних стадиях работы;

С.В. Кузину и А.А. Перцову, сотрудникам ФИАН, за предоставленный ССD-детектор и решение проблем, возникших по ходу работы;

С. И. Сагитову за вогнутую сферическую подложку, предоставленную в распоряжение автору;

Автор хочет поблагодарить сотрудников лаборатории рефлектометрии и малоуглового рассеяния ИК РАН В.Н. Шкурко, Д.А. Золотова, Ю.О. Волкова, С.А. Кантеева и других за дружеское отношение, помощь в работе и участие в обсуждении;

Автор хочет выразить особую благодарность В.А. Шишкову, А.С. Арсеньеву, а также другим сотрудникам СКБ ИК РАН, без помощи которых была бы невозможна модификация и создание установок, а, следовательно, и выполнение всей экспериментальной части работы.

И, наконец, автор выражает особую благодарность своим супруге и сыну, близким и друзьям, оказывавшим моральную поддержку при выполнении работы.

ПУБЛИКАЦИИ ПО МАТЕРИАЛАМ ДИССЕРТАЦИИ

- Якимчук И.В., Рощин Б.С., Кожевников И.В., Асадчиков В.Е., Ванг Дж. Исследование эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности в жёстком рентгеновском диапазоне // Кристаллография. 2008. Т. 53. №6. С. 1111-1117.
- Геранин А.С., Волков Ю.О., Рощин Б.С., Якимчук И.В., Асадчиков В.Е., Смирнов И.С., Шкурко В.Н., Гилёв О.Н., Липин А.В. Реализация рентгеновских рефлектометрических схем с применением различных кристаллов-монохроматоров // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2010. Т. 76. №4. С. 34-39.
- Прохоров И.А., Захаров Б.Г., Асадчиков В.Е., Буташин 3. *A*.*B*.. Рощин Б.С., Толстихина А.Л., Занавескин М.Л., Грищенко Ю.В., Муслимов А.Э., Якимчук И.В., Волков Ю.О., Каневский *B.M.*, Тихонов Е.О. Характеризация монокристаллических подложек лейкосапфира рентгеновскими методами атомно-силовой И микроскопией // Кристаллография. 2011. Т. 56. №3. С. 515-521.
- 4. Якимчук И.В., Бузмаков А.В., Асадчиков В.Е., Скибина Ю.С., Скибина Н.Б., Белоглазов В.И. Исследование эффективности применения аксиально-симметричных отражательных рентгенооптических элементов из стекла на лабораторных источниках» // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2011. Т. 77. №6. С. 26-32.
- 5. Геранин А.С., Бузмаков А.В., Волков Ю.О., Золотов Д.А., Рощин Б.С., Якимчук И.В., Асадчиков В.Е., Смирнов И.С., Шкурко В.Н. Реализация рентгеновских томографических схем с применением различных кристаллов-монохроматоров // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2011. Т. 77. №10. С. 41-44.

- Якимчук И.В., Бузмаков А.В., Андреев А.В., Асадчиков В.Е. Рентгеновское томографическое изображение депозита на сферической поверхности // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. В. 9. С. 738-741.
- Якимчук И.В., Бузмаков А.В., Андреев А.В., Асадчиков В.Е. Исследование качества вогнутых сферических поверхностей скользящим пучком рентгеновского излучения // Кристаллография 2012. Т. 57. №2. С. 341-344.
- Якимчук И.В., Рощин Б.С., Кожевников И.В., Асадчиков В.Е. Эффект 8. на шепчущей галереи сферической поверхности В жестком Современные рентгеновском диапазоне // методы анализа дифракционных данных, 1-5 сентября 2008, НовГУ им. Ярослава Мудрого, Великий Новгород, тезисы докладов, С. 163-165.
- Yakimchuk I.V., Roschin B.S., Kozhevnikov I.V., Asadchikov V.E. Peculiarities of X-Ray Reflection from a Concave Spherical Surface // X-Ray micro- and nanoprobes 2009, Palinuro, Italy, conference theses, P.16.
- 10. Каневский В.М., Асадчиков В.Е., Буташин А.В., Васильев А.Б., Волков Ю.О., Денисов А.В., Дерябин А.Н., Кожевников И.В., Кривоносов Ю.С., Муслимов А.Э., Рощин Б.С., Семенов В.Б., Тихонов Е.О., Якимчук И.В., Андреев А.В., Ангелуц А.А., Коновко А.А., Прудников И.Р., Сапожников Д.А., Шкуринов А.П., Усенов И.Е., Евдокимов М.Г., Рябов А.Ю., Новоселова Е.Г., Смирнов И.С. Получение, исследование и испытание дифракционных решеток металлических нанопроводов на структурированной поверхности монокристаллического лейкосапфира» // РСНЭ-НБИК 2009, Москва, тезисы докладов, С.121.
- 11. Рощин Б.С., Асадчиков В.Е., Якимчук И.В., Шкурко В.Н., Ахсахалян А.Д., Шишков В.А. Оптимизация систем управления, регистрации излучения, а также рентгенооптической схемы

дифрактометра ДТС // РСНЭ-НБИК 2009, Москва, тезисы докладов, С. 551.

- 12. Волков Ю.О., Асадчиков В.Е., Буташин А.В., Денисов А.В., Дерябин А.Н., Каневский В.М., Кожевников И.В., Муслимов А.Э., Рощин Б.С., Семенов В.Б., Тихонов Е.О., Якимчук И.В. Рентгеновская рефлектометрия в исследовании структуры приповерхностного слоя сверхгладких подложек из лейкосапфира // РСНЭ-НБИК 2009, Москва, тезисы докладов, С. 164.
- Геранин А.С., Золотов Д.А., Якимчук И.В., Волков Ю.О., Рощин Б.С., Бузмаков А.В., Смирнов И.С., Асадчиков В.Е. Рефлектометрические и томографические эксперименты с применением кристалловмонохроматоров различной степени совершенства // РСНЭ-НБИК 2009, Москва, тезисы докладов, С. 572.
- 14. Якимчук И.В., Бузмаков А.В., Кожевников И.В., Асадчиков В.Е., Скибина, Ю.С., Скибина Н.Б., Белоглазов В.И. Некоторые рефракционные оптические элементы для фокусировки и поворота жесткого рентгеновского излучения // РСНЭ-НБИК 2009, Москва, тезисы докладов, С. 624.
- 15. Якимчук И.В., Кожевников И.В., Асадчиков В.Е., Скибина Ю.С., Политов В.Ю., Пхайко Н.А., Гилев О.Н. Эллиптические концентраторы для рентгеновского излучения: оптимизация и экспериментальные исследования // Рабочее совещание «Рентгеновская оптика – 2010», Черноголовка, тезисы докладов, С.136-138.
- 16. Yakimchuk I.V., Buzmakov A.V., Andreev A.V., Asadchikov V.E. Method of the concave spherical surface quality investigation based on x-ray whispering gallery effect // COST MP0601 WG & MC Meetings 30 – 31 May 2011, Dublin, Ireland, <u>http://www.shortwavelengthsources.net</u>
- 17. *Якимчук И.В., Бузмаков А.В., Андреев А.В., Асадчиков В.Е.* Исследование качества вогнутых сферических поверхностей

скользящим пучком рентгеновского излучения // Современные методы анализа дифракционных данных (дифракционные методы для нанотехнологии), 12 – 16 сентября 2011, Великий Новгород, тезисы докладов, С.141-143.

- 18. Минеев Е.В., Якимчук И.В., Асадчиков В.Е., Котляр В.В., Налимов А.Г., Шанина М.И., Сойфер В.А., О'Фаолайн Л. Исследование зонных пластинок для жесткого рентгеновского излучения на лабораторных источниках // Современные методы анализа дифракционных данных (дифракционные методы для нанотехнологии), 12 – 16 сентября 2011, Великий Новгород, тезисы докладов, С.79-81.
- 19. Якимчук И.В., Бузмаков А.В., Андреев А.В., Асадчиков В.Е. Выявление дефектов вогнутых сферических поверхностей скользящим рентгеновским пучком // РСНЭ-2011, Москва, тезисы докладов, С. 233.
- 20. *Якимчук И.В., Кожевников И.В., Асадчиков В.Е.* Влияние конечного размера источника на эффективность эллиптических концентраторов рентгеновского излучения // РСНЭ-2011, Москва, тезисы докладов, С. 450
- Yakimchuk I.V., Kozhevnikov I.V., Asadchikov V.E. Ellipsoidal concentrators for laboratory x-ray sources: analytical optimization // COST MP0601 Final meeting 16 – 19 November 2011, Paris, France, <u>http://www.shortwavelengthsources.net</u>

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. *Roentgen W.C.* On a New Kind of Rays (Roentgen) (Preliminary Communication). Eine Neue Art von Strahlen 28 dec 1895.
- [2]. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
- [3]. Blodgett K. B., Langmuir I. Built-up-films of barium stearate and their optical properties // Phys. Rev. 1937. V. 51. P. 964.
- [4]. Henke B. L. Low energy X-ray spectroscopy with crystals and multilayers
 // AIP Conf. Proc. 1981. N. 75. P. 85.
- [5]. Bilderback D.H., Thiel D.J. Microbeam generation with capillary optics // Rev Sci Instrum. 1995. V. 66(2), P. 2059-2063.
- [6]. Hosokawa Y., Ozawa S., Nakazawa H., Nakayama Y. An x-ray guide tube and a desk-top scanning x-ray analytical microscope // X-ray Spectrom. 1997. V. 26. P. 380-387.
- [7]. Pahl R., Bilderback D. Development of capillary optics for microbeam applications with synchrotron radiation // Proc SPIE. 1996. V. 2805.
 P. 202-211.
- [8]. Beckhoff B., Kanngiesser B., Langhoff N., Wedell R., Wolff H. (Eds.) Handbook of Practical X-Ray Fluorescence Analysis. Springer, 2006.
 863 p.
- [9]. Зеркальная рентгеновская оптика / под ред. А.В. Виноградова. Л.:Машиностроение, 1989. 463 с.
- [10]. Abeles F. // Ann. Physique. 1950. V. 5. P. 596-640.
- [11]. Lekner J. Theory of reflection of electromagnetic and particle waves.
 Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht/Boston/Lancaster. 1987. 279 p.
- [12]. Parrat L.G. Surface studies of solids by total reflection of X-rays // Physical Review. 1954. V. 95(4). P. 359 – 369.

- [13]. *Dennis J.E., Schnabel R.B.* Numerical Methods for Unconstrained Optimization and Nonlinear Equations. NJ. 1983. 378 p.
- [14]. Zhou X.L., Chen S.H. Model independent method for reconstruction of scattering-lenght-density profiles using or X-ray reflectivity data // Physical Review. 1993. V. 47. P. 3174–3190.
- [15]. Rieutard F., Benattar J.J., Rivoira R. et al. X-ray phase determination in multilayers // Acta Crys. 1992. V. 25. P. 129–145.
- [16]. Kozhevnikov I.V. Physical analysis of the inverse problem of X-ray reflectometry // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2003. V. 508. P. 519–541.
- [17]. Windt. D.L. IMD: Software for modeling the optical properties of multilayer films // Computers in Physics. 1998. V. 12. P. 360–370.
- [18]. Виноградов А.В., Кожевников. И.В. Рентгеновское рассеяние на слабошероховатых поверхностях // Труды ФИАН. 1989. Т. 196. С. 31.
- [19]. Beckmann P., Spizzichino A. The scattering of electromagnetic waves of rough surfaces. N.Y.: Pergamon press, 1963. 503 p.
- [20]. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
- [21]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.М.:Наука, 1982. 624 с.
- [22]. Виноградов А.В., Кожевников И.В. Отражение и рассеяние рентгеновского излучения от шероховатых поверхностей // Труды ФИАН. 1989. Т. 196. С. 18 – 46.
- [23]. Занавескин М.Л., Занавескина И.С., Рощин Б.С. и др. Исследование шероховатости поверхности методами атомно-силовой микроскопии, рентгеновского рассеяния и дифференциального рассеяния света // Вестн. МГУ. 2006. Т. 3. С. 80-82.
- [24]. Barbee T.W. (Jr). Multilayers for X-rays optics // Proc. SPIE. 1985. V.
 563. P. 2 28.

- [25]. Гапонов С. В., Гусев С. А., Платонов Ю. Я., Салащенко Н. Н. Выбор материалов для многослойных элементов рентгенооптики // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 18. С. 1140 – 1143.
- [26]. Гапонов С. В., Гусев С. А., Платонов Ю. Я., Салащенко Н. Н. Искусственные многослойные отражающие и селективные элементы для мягкого рентгеновского излучения. Выбор пар материалов и расчет многослойных зеркал // ЖТФ. 1984. Т. 54, № 4. С. 747 – 754.
- [27]. Виноградов А. В., Кожевников И. В. Угловые, дисперсионные и поляризационные свойства многослойных зеркал мягкого рентгеновского диапазона: Препр. ФИАН СССР № 102. М., 1986. 65 с.
- [28]. Kozhevnikov I. V., Vinogradov A. V. Basic formulae of XUV multilayer optics // Phys. Scripta. 1987. V. 17. P. 137 – 145.
- [29]. Барби Т. (мл.). Многослойные структуры в рентгеновской оптике // Рентгеновская оптика и микроскопия / Под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа. М.: Мир, 1987. С. 196 – 221.
- [30]. Виноградов А.В., Коноплев Н.А., Попов. А.В. О широкополосных зеркалах для вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения // Доклады АН СССР. 1982. Т. 266. С. 610-612.
- [31]. Виноградов А.В., Елинсон В.М., Жилина В.И. и др. Поворот пучка мягкого рентгеновского излучения с помощью сферической поверхности. // Доклады АН СССР. 1987. Т. 292. С. 594-596.
- [32]. Аркадьев В.А., Кумахов М.А. Многократное отражение рентгеновского излучения на изогнутой поверхности // Поверхность: Физика, химия, механика. 1986. Т. 10. С. 25-32.
- [33]. Vinogradov A. V., Kozhevnikov I. V., Popov A. V. On wideband mirrors for soft X-ray region // Opt. Commun. 1983. V. 47. N. 6. P. 361 – 363.
- [34]. Виноградов А. В., Ковалев В. Ф., Кожевников И. В., Пустовалов В. В. Мода шепчущей галереи, вогнутые поворотные зеркала и резонаторы

для излучения мягкого рентгеновского диапазона: Препр. ФИАН СССР № 9. М., 1984. 50 с.

- [35]. Виноградов А. В., Ковалев В. Ф., Кожевников И. В., Пустовалов В. В.
 Вогнутые поворотные зеркала рентгеновского диапазона // ЖТФ.
 1985. Т. 55. № 2. С. 244 250.
- [36]. Виноградов А. В., Ковалев В. Ф., Кожевников И. В., Пустовалов В. В. Дифракционная теория скользящих мод в вогнутых зеркалах и резонаторах рентгеновского диапазона // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 3. С. 567–574.
- [37]. Комаров Ф. Ф., Наумович А. И., Самусевич Г. Г. и др. Поворот пучков рентгеновских квантов при скользящих отражениях на изогнутой поверхности твердых тел // Поверхность: Физика, химия, механика. 1986. № 6. С. 31 – 35.
- [38]. Mallozzi P. J., Epstein H. M., Jung R. G. et al. Laser-generated plasmas as a source of X-rays for medical application // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 4. P. 1891 – 1895.
- [39]. Mosher D., Stephanacis S. X-ray "light pipe" // Appl. Phys. Lett. 1976.
 V. 29. N. 2. P. 105 107.
- [40]. Vetterling W. T., Pound R. Measurements on an X-ray light pipe at 5.9 and
 14.4 keV // J. Opt. Soc. Amer. 1976. V. 66. N. 10. P. 1048 1049.
- [41]. Pantell R. H., Chung P. S. Transmission of X-ray through curved waveguides // IEEE J. Quant. Electron. 1978. V. 14. N. 9. P. 694 – 697.
- [42]. Watanable M., Hidaka T., Tanio H. et al. Vacuum ultraviolet light transmission through hollow-core quartz-glass cladding optical fibers // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N. 7. P. 725 – 727.
- [43]. Watanable M., Suzuki I. H., Hidaka T. et al. Soft X-ray transmission characteristics of hollow-core fused-quartz fibers // Appl. Opt. 1985. V. 24.
 N. 23. P. 4206 – 4209.

- [44]. Виноградов А. В., Кожевников И. В. О свойствах волноводов рентгеновского диапазона // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 9. С. 1755 1762.
- [45]. Аркадьев В.А., Коломийцев А.И., Кумахов М.А. и др. Широкополосная рентгеновская оптика с большой угловой апертурой // Успехи физических наук. 1989. Т. 157. №3. С. 529-537.
- [46]. Бушуев В.А., Оруджалиев М.Н., Кузьмин Р.Н. Коэффициент пропускания изогнутых рентгеновских волноводов // ЖТФ. 1989. Т. 59, №11. С. 153-155.
- [47]. *Оруджалиев М.Н., Бушуев В.А.* Распространение рентгеновского излучения в изогнутых капиллярах // ЖТФ. 1991. Т. 61. №2. С. 51-57.
- [48]. Arkadiev V.A., Bzhaumikhov A.A., Gorny H.-E, Ibraimov N.S.
 Experimental investigation of Kumakhov lenses // Proc SPIE. 1995.
 V. 2515. P. 103-113.
- [49]. Ullrich J.B., Ponomarev I.Yu., Gubarev M.V. et al. Development of monolithic capillary optics for x-ray diffraction applications // Proc SPIE.
 1994. V. 2278. P. 148-155.
- [50]. Owens S.M., Ullrich J.B., Ponomarev I.Yu., et al. Polycapillary x-ray optics for macromolecular crystallography // Proc SPIE. 1996. V. 2859.
 P. 200-209.
- [51]. Gao N., Ponomarev I., Xiao Q.F. et al. Application of monolithic polycapillary focusing optics in MXRF // Proc SPIE. 1996. V. 2859.
 P. 140-147.
- [52]. Bzhaumikhov A.A., Langhoff N., Schmalz J. et al. Polycapillary conic collimator for micro-XRF // Proc SPIE. 1998. V. 3444. P. 430–435.
- [53]. Kanngieser B., Malzer W., Reiche I. A new 3D micro x-ray fluorescence analysis set-up - First archeometric applications // Nucl Instrum Meth Phys Res B. 2003. V. 211. P. 259-264.

- [54]. Berthold C., Bjeoumikhov A., Brügemann L. Fast XRD2 Microdiffraction with Focusing X-Ray Microlenses // Particle & Particle Systems Characterization. 2009. V. 26. P. 107–111.
- [55]. Bremer J., Kaihola L. An X-ray resonator based on successive reflections of a surface-wave // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. P. 360-362.
- [56]. Кожевников И.В. Системы скользящего падения с большим числом отражений // Труды ФИАН. 1989. Т. 196. С. 143-167.
- [57]. Bukreeva I.N., Kozhevnikov I.V., Vinogradov A.V. Whispering gallery mirrors for the soft X-ray region: properties and applications // J. X-Ray Sci. Technol. 1995. V. 5. P. 396-419.
- [58]. Якимчук И.В., Рощин Б.С., Кожевников И.В. и др. Исследование эффекта шепчущей галереи на сферической поверхности в жестком рентгеновском диапазоне // Кристаллография. 2008. Т. 53 С. 1111-1117.
- [59]. Kaihola L. Soft-X-Ray propagation on cylindrical polystyrene surface by successive grazing reflections // Appl. Optics. 1981. V. 20. P. 1269-1270.
- [60]. Виноградов А.В., Елинсон В.М., Кожевников И.В. и др. Исследование поворота пучков мягкого рентгеновского излучения на большие углы // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 67. С. 206-209.
- [61]. Aleksandrov Yu.M., Bukreeva I.N., Vinogradov A.V. et al. Investigation of synchrotron radiation turning using a cylindrical surface // J. Sov. Laser Research. 1992. V. 13. P. 400-416.
- [62]. Ostashev V.I., Asadchikov V.E., Bukreeva I.N. et al. Experimental study of the whispering gallery effect in soft X-ray spectral range // Optics Commun. 1998. V. 155. P. 17-22.
- [63]. Liu C., Golovchenko J.A. Surface trapped x-rays: Whispering-gallery modes at lambda = 0.7 angstrom // Phys.Rev.Lett. 1997. V. 79. P. 788-791.
- [64]. Kozhevnikov I.V. Whispering gallery optics for synchrotron radiation beamlines // Proc. SPIE. 1995. V. 2453. P. 98-112.

- [65]. Bukreeva I.N., Kozhevnikov I.V. Vertical synchrotron radiation beamline for proximity X-ray lithography: Theoretical analysis // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 395. P. 244-258.
- [66]. Braud J.P., Hagelstein P.L. Whispering-gallery laser resonators.
 1. Diffraction of whispering-gallery modes // IEEE J. Quantum Electr.
 1991. V. 27. P. 1069-1077.
- [67]. Braud J.P., Hagelstein P.L. Whispering-gallery laser resonators.
 2. Analysis of mirrors with nonuniform curvature // IEEE J. Quantum Electr. 1992. V. 28. P. 254-264.
- [68]. Artyukov I.A., Vinogradov A.V., Kozhevnikov I.V. On the efficiency of grazing incidence optics. The spiral collimator // Appl. Opt. 1991. V. 30. P. 4154-4157.
- [69]. Дуванов Б.Н., Кожевников И.В., Федорец А.Г. Многоэлементный рентгеновский коллиматор // ЖТФ. 1993. Т. 63. С. 138-144.
- [70]. Ostashev V.I., Abramov I.A., Makarkin A.N., Shamraev L.N. Theoretical and experimental study of x-ray concentrators based on the whispering gallery effect // Proc. SPIE. 2001. V. 4145. P. 203-208.
- [71]. Bukreeva I.N., Kozhevnikov I.V. Whispering gallery effect for the testing of concave surface microroughness // Physica B. 1994. V. 198. P. 13-15.
- [72]. Асадчиков В.Е., Букреева И.Н., Виноградов А.В. и др. Об определении шероховатостей вогнутых лазерных зеркал // Квантовая электроника. 1997. Т. 2. С. 845-850.
- [73]. Дружин В.В. Методы измерения и контроля формы выпуклых асферических зеркал оптических телескопов: дис. ... канд. тех. наук / Москва. 2008. 120 с.
- [74]. Абдулкадыров М.А., Белоусов С.П., Игнатов А.Н. и др. Интерференционные методы производственного контроля оптических поверхностей зеркал телескопов [Электронный ресурс]. URL: <u>http://lzos.ru/content/view/216/5/</u> (дата обращения: 17.02.2012).

- [75]. Bukreeva I.N., Asadchikov V.E., Gilev O.N. et al. X-ray study of concave surface roughness // Proc. SPIE. 1999. V. 3739. P. 395-403.
- [76]. Асадчиков В.Е., Кожевников И.В., Кривоносов Ю.С. Рентгеновские исследования поверхностных шероховатостей // Кристаллография. 2003. № 48. С. 897–911.
- [77]. Ковальчук М.В. и др. Трехкристальный рентгеновский спектрометр для исследования структурного совершенства реальных кристаллов. Приборы и техника эксперимента. 1976. № 1. С. 194–196.
- [78]. А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Е.Б. Клюенков и др. Многослойные рентгеновские зеркала для формирования пучков субнанометрового диапазона длин волн // Известия РАН. Сер. физическая. 2005. Т. 69, №2. С. 174–181.
- [79]. Асадчиков В. Е. Рентгенооптические методы полное внешнее отражение с учетом рассеяния и микроскопия в анализе границ раздела конденсированных фаз: дис. ... доктора физ.-мат. наук / Москва. 2003. 311 с.
- [80]. X-Ray interactions with matter [Электронный ресурс]. URL: <u>http://henke.lbl.gov/optical_constants/</u> (дата обращения: 16.02.2012).
- [81]. Асадчиков В.Е., Буташин А.В., Волков Ю.О. и др. Неразрушающие методы контроля нанорельефа поверхности на примере сапфировых подложек. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2008. Т. 74. №10. С. 21.
- [82]. Асадчиков В.Е., Бабак В.Г., Бузмаков А.В. и др. Рентгеновский дифрактометр с подвижной системой излучатель-детектор // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 3. С. 99–107.
- [83]. Рощин Б.С. Строение поверхностей аморфных и монокристаллических материалов, отличающихся по типу химической связи, и нанесённых на них многослойных покрытий по

данным рентгеновской рефлектометрии: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Москва. 2009. 136 с.

- [84]. А.С. Геранин, Ю.О. Волков, Б.С. Рощин и др. Реализация рентгеновских рефлектометрических схем с применением различных кристаллов-монохроматоров // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2010. Т. 76. №4. С. 34-39.
- [85]. Blonski S., Garofalini S.H. Molecular Dynamics Simulations of α-aluminia and γ-aluminia Surfaces // Surface Science. 1993. V. 205. N. 1–2. P. 263–274.
- [86]. Прохоров И.А., Захаров Б.Г., Асадчиков В.Е. и др. Характеризация монокристаллических подложек лейкосапфира рентгеновскими методами и атомно силовой микроскопией // Кристаллография. 2011. Т. 56. № 3. С. 515–521.
- [87]. Shiratsuchi Y., Yamamoto M., Kamada Y. Surface structure of selforganized sapphire (0001) substrates with various inclined angles // Japanese J. Applied Physics. 2002. V. 41. P. 5719.
- [88]. Сосфенов Н.И., Фейгин Л.А., Бондаренко К.П. и др. Автоматический малоугловой рентенодифрактометр АМУР-1. // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. 1969. Т. 5. С. 53-72.
- [89]. В.Е. Асадчиков, А.В. Бузмаков, Д.А. Золотов и др. Лабораторные рентгеновские микротомографы на монохроматическом излучении. // Кристаллография. 2010. Т. 55. № 1. С. 167–176.
- [90]. Андреев А.В., Асадчиков В.Е., Бузмаков А.В. и др. Двумерное увеличение изображения в рентгеновском микроскопе асимметричного отражения // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 106-108.
- [91]. Watts J.F., Wolstenholme J. An Introduction to Surface Analysis by XPS and AES. John Wiley & Sons Ltd. Chichester, West Sussex, England. 2003. 212 p.

- [92]. Пхайко Н.А., Гилев О.Н., Елисеев М.В, Политов В.Ю. Концентраторы мягкого рентгеновского излучения, изготовленные методом термопластической деформации стекла // Поверхность. 2011. Т. 5. С. 7-13.
- [93]. Bilderback D.H., Hoffman S.A., Thiel D.J. Nanometer spatial-resolution achieved in hard X-ray-imaging and Laue diffraction experiments // Science. 1994. V. 263. P. 201.
- [94]. Balaic D.X., Barnea Z., Nugent K.A. et al. Protein crystal diffraction patterns using a capillary-focused synchrotron X-ray beam // J. Synch. Rad. 1996. V. 3. P. 289.
- [95]. Zeng X., Duewer F., Feser M. et al. Ellipsoidal and parabolic glass capillaries as condensers for x-ray microscopes // Appl. Optics. 2008. V. 47. P. 2376.
- [96]. Furuta K., Nakayama Y., Shoji M. et al. Theoretical consideration of intensity of an X-ray microbeam formed by a hollow glass pipe // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. P. 135–142.
- [97]. Vincze L., Janssens K., Adams F. et al. Interpretation of capillary generated spatial and angular distributions of x rays: Theoretical modeling and experimental verification using the European Synchrotron Radiation Facility Optical beam line // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. P. 3494–3503.
- [98]. *Wang L., Rath B.K., Gibson W.M. et al.* Performance study of polycapillary optics for hard x rays // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 80. P. 3628–3638.
- [99]. Xiao Q.F., Ponomarov I., Kolomitsev A.I., Kimball J.C. Numerical simulations for capillary-based x-ray optics // Proc. SPIE. 1992. V. 1736.
 P. 227–228.
- [100]. Voss K.F., Kim K.H., Stern E.A. et al. A capillary concentrator for an X-ray microprobe // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1994. V. 347. P. 390-396.

- [101]. Chen G.J., Cerrina F., Voss K.F. et al. Ray-tracing of X-ray focusing capillaries // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1994. V. 347 P. 407–411.
- [102]. Vincze L., Janssens K., Adams F., Rindby A. Detailed ray-tracing code for capillary optics // X-ray Spectrom. 1995. V. 24. P. 27–37.
- [103]. Thiel D. J. Ray-tracing analysis of capillary concentrators for macromolecular crystallography // J. Synchrotron Rad. 1998. V. 5. P. 820–822.
- [104]. Vincze L., Riekel C. Status and perspectives of capillary optics at a thirdgeneration synchrotron radiation source // X-ray Spectrom. 2003. V. 32.
 P. 208-214.
- [105]. Gao N., Ponomarev Y. Polycapillary x-ray optics: manufacturing status, characterization and the future of the technology // X-ray Spectrom. 2003. V. 32. P. 186–194.
- [106]. Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В. О предельных возможностях оптики мягкого рентгеновского диапазона // Труды ФИАН. 1986. Т. 176. С. 195-210.
- [107]. Виноградов А.В., Кожевников И.В., Толстихин О.И. О выборе материалов концентраторов, предназначенных для оптической накачки // Квант. электроника. 1986. Т. 13. №12. С. 2424-2430.
- [108]. Виноградов А.В., Толстихин О.И. Концентраторы мягкого рентгеновского излучения // Труды ФИАН. 1989. Т. 196. С. 168.
- [109]. Huang R., Bilderback D. Single-bounce monocapillaries for focusing synchrotron radiation: modeling, measurements and theoretical limits // J. Synchrotron Rad. 2006. V. 13. P. 74-84.
- [110]. Bukreeva I.N., Dabagov S.B., Lagomarsino S. Efficiency of an elliptically shaped x-ray mirror // Appl. Optics. 2004. V. 43. P. 6270-6277.

- [111]. Bukreeva I.N., Kozhevnikov I.V. Vertical synchrotron radiation beamline for proximity X-ray lithography: Theoretical analysis // Nucl. Instrum. Methods A. 1997. V. 395. P. 244-258.
- [112]. Асадчиков В.Е., Букреева И.Н., Виноградов А.В. и др. Об определении шероховатости вогнутых лазерных зеркал. // Квант. электроника. 1997. Т. 24. С. 845-850.
- [113]. Справочник по специальным функциям / под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. 743 с.
- [114]. Асланов Л.А. Инструментальные методы рентгеноструктурного анализа. М.: Изд-во МГУ, 1983. 288 с.
- [115]. Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М.: Изд-во МИСИС, 1994. 328 с.
- [116]. Уманский Я.С., С.С., Скаков Ю.А., Иванов Ю.Н., Расторгуев Л.Н. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия. М.: Металлургия, 1982. 632 с.
- [117]. Жданов Г.С., Илюшин А.С., Никитина С.В. Дифракционный и резонансный структурный анализ. М.: Наука, 1980. 254 с.
- [118]. *Зубенко В.В.* Экспериментальные методы рентгеноструктурного анализа. М.: Изд-во МГУ, 1992. 150 с.
- [119]. Рентгенотехника: Справочник / под ред. В.В. Клюева. М.: Машиностроение, 1980. Т.1. 431 с.
- [120]. Cormack A.M. Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications. // J. Appl. Physics. 1963. V. 34. P. 2722-2727.
- [121]. Hounsfield G.N. A method of and apparatus for examination of a body by radiation such as x-ray or gamma radiation // Patent Specification 1283915, The Patent Office, 1972.
- [122]. Hounsfield G.N. Computerized transverse axial scanning (tomography).
 Part I.: Description of system // Br. J. Radiol. 1973. V. 46. P. 1016.

- [123]. *Kak A.C., Slaney M.* Principles of Computerized Tomographic imaging. IEEE Press, NY 1988. 329 p.
- [124]. Asadchikov V.E., Chulichkov A.I., Buzmakov A.V. et al. Morphological Analysis and Reconstruction for Computed Tomography // International Journal of Computer Information Systems and Industrial Management Applications. 2011. V.3. P. 19-25.