

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального
государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии
наук»

На правах рукописи

Гарахин Сергей Александрович

**«ШИРОКОПОЛОСНЫЕ РЕНТГЕНООПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА
ОСНОВЕ АПЕРИОДИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ
СОЛНЕЧНОЙ АСТРОНОМИИ И УПРАВЛЕНИЯ АТТОСЕКУНДНЫМИ
ИМПУЛЬСАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ»**

Специальность 01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация

на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н. Чхало Н.И.

Нижний Новгород

2020 г.

Содержание

Список сокращений	4
Введение	5
Глава 1. Широкополосные зеркала	16
1.1. Методика расчёта многослойных зеркал	16
1.1.1. Особенности рентгеновского и ЭУФ диапазонов длин волн	16
1.1.2. Метод рекуррентных соотношений	18
1.2. Методы оптимизации широкополосных зеркал (литературный обзор)	21
1.2.1. Степенной метод	22
1.2.2. Аналитический метод Кожевникова	23
1.2.3. Аперидический метод (классический)	25
1.1.4. Стековый метод	29
1.3. Программное обеспечение для оптимизации широкополосных зеркал: IMD и Multifitting. Критерии отбора АМЗ для синтеза	32
1.4. Выводы по главе 1	34
Глава 2. Влияние дефектов структуры АМЗ на спектральные и временные характеристики отраженных импульсов	35
2.1. Микроструктура и плотность пленок Мо в многослойных зеркалах Мо/Si	35
2.2. Влияние структурных дефектов аперидических многослойных зеркал на свойства отраженных (суб)фемтосекундных импульсов	46
2.2.1. Особенности АМЗ для аттооптики	46
2.2.2. Методика расчета АМЗ для сжатия чирпированных импульсов	48
2.2.3. Влияние структурных дефектов АМЗ на характеристики отраженного импульса	51
2.3. Основные результаты главы 2	57
Глава 3. Лабораторный рефлектометр высокого разрешения для исследования рентгеновских оптических элементов в МР и ЭУФ диапазонах	58
3.1. Назначение рефлектометра. Требования, предъявляемые к параметрам рефлектометра	58
3.2. Состав и принцип действия рефлектометра	60
3.3. Описание основных элементов рефлектометра	63
3.3.1. Спектрометр-монохроматор Черни-Тернера	63

3.3.1.1. Оптическая схема	63
3.3.1.2. Разрешающая способность монохроматора для случая сферических зеркал-коллиматоров	65
3.3.1.3. Разрешающая способность монохроматора для случая асферических зеркал-коллиматоров	68
3.3.1.4. Улучшение отражения дифракционных решеток и зеркал	71
3.3.2. Лазерно-плазменный источник МР и ЭУФ излучения	76
3.3.3. Гониометр для тестирования образцов	79
3.3.4. Детектор МР и ЭУФ излучения	81
3.4. Юстировка тестирование основных характеристик рефлектометра	82
3.4.1. Юстировка рефлектометра	82
3.4.2. Тестирование основных характеристик рефлектометра	84
3.4.2.1. Тестирование спектрального разрешения	84
3.4.2.2. Определение размера зондирующего пучка на оси гониометра	85
3.4.2.3. Исследование влияния более высоких порядков дифракции на измеренные спектры излучения	85
3.4.2.4. Сравнение измерений, выполненных на рефлектометре и на синхротроне BESSY II	87
3.5. Основные результаты главы 3	88
Глава 4. Широкополосные зеркала для изучения короны Солнца в ЭУФ диапазоне	89
4.1. Спектрогелиографы солнечной обсерватории «КОРТЕС»	89
4.2. Оптимизация АМЗ для обсерватории «КОРТЕС»	90
4.2.1. АМЗ для диапазона длин волн 17–21 нм	91
4.2.2. АМЗ для диапазона длин волн 28–33 нм	94
4.3. Стековые широкополосные зеркала	98
4.3.1. Оптимизация стековых структур. Сравнение АМЗ и стековых зеркал для диапазона 17-21 нм	100
4.3.2. Сравнение АМЗ и стековых зеркал для диапазона 28-33 нм	107
4.4. Основные результаты главы 4	110
Заключение	111
Список работ автора по теме диссертации	113
Список цитируемой литературы	119
Приложение: юстировка рефлектометра монохроматором Черни-Тернера	130

Список сокращений

МЗ – многослойные зеркала

ПМЗ – периодические многослойные зеркала

АМЗ – аperiodические многослойные зеркала

МР – мягкое рентгеновское излучение

ЭУФ – экстремальное ультрафиолетовое излучение

СМЗ – стекловые многослойные зеркала

ПВО – полное внешнее отражение

МС – многослойная структура

ОКР – область когерентного рассеяния

ЛПИ – лазерно-плазменный источник

АСМ – атомно-силовой микроскоп/микроскопия

ПДР – плоская дифракционная решетка

ГДР – голографическая дифракционная решетка

НА – числовая апертура

ПЗС – прибор с зарядовой связью

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время периодические многослойные зеркала (ПМЗ) уже стали признанным классом рентгенооптических элементов, широко используемых как в науке, так и в технике. В частности, значительный объем информации о Солнце и мониторинг его активности осуществляются с помощью мягкой рентгеновской спектроскопии с высоким (порядка 500 км на Солнце) пространственным разрешением [1].

Уникальность ПМЗ по сравнению с другими рентгенооптическими элементами связана со следующим. Во-первых, зеркала с высокими (до 70%) коэффициентами отражения при нормальных углах падения имеют большую числовую апертуру и минимальные aberrации, что обеспечивает высокое пространственное разрешение и эффективное использование излучения из источника. Во-вторых, возможность нанесения высокоотражающих ПМЗ на подложки сколь угодно сложной формы позволяет фокусировать и коллимировать рентгеновские пучки, строить «безабберационные» изображения. В-третьих, спектральная селективность ПМЗ (отношение резонансной длины волны к спектральной ширине на полувысоте коэффициента отражения) составляет 20-500, позволяет отстроиться от близко лежащих линий и минимизировать фоновые засветки.

Однако в ряде задач спектральная селективность ПМЗ становится проблемой, препятствующей их применению. В частности, для спектроскопии сверхвысокого разрешения, которое достигается за счет использования дифракционных решеток, с высоким пространственным разрешением (изображение строится многослойным зеркалом нормального падения) наоборот, нужно отражение в широкой спектральной полосе, $\lambda/\Delta\lambda \sim 1$. Эта задача успешно решается за счет аперидических многослойных зеркал, которые позволяют достичь относительно высокого коэффициента отражения равномерно в широком диапазоне длин волн [1]. Такие зеркала необходимы, например, для космической аппаратуры КОРТЕС [2], включающей три изображающих телескопа для экстремальной ультрафиолетовой (ЭУФ) области спектра, два спектрогелиографа, работающих в мягком рентгеновском (МР) диапазоне, и комплексный рентгеновский спектрометр SOLPEX. В данном случае аперидические многослойные зеркала необходимы для создания эффективных спектрогелиографов в диапазонах длин волн 170–210 и 280–330 Å.

В настоящее время, в связи с развитием мощных лазерных систем тераваттного, а в последнее время петаваттного, уровня резко возрос интерес к получению аттосекундных пучков электромагнитного излучения. Одиночные импульсы с длительностью около 100

аттосекунд уже получают с помощью генерации высоких гармоник при взаимодействии лазерного излучения с газовой средой, однако аттосекундных импульсов в мягком и жестком рентгеновском диапазонах к настоящему времени экспериментально получено не было. Тем не менее, имеется большой ряд теоретических работ о возможности получения сверхкоротких, в единицы аттосекунд, импульсов.

Управление (транспортировка, фокусировка, коллимация) такими пучками может осуществляться с помощью аперидических многослойных зеркал (АМЗ). Типично спектральная ширина полосы пропускания составляет 0,2-0,5 от резонансной длины волны. Специфика применения многослойных зеркал для аттофизики заключается в том, что, помимо широкой спектральной полосы пропускания, требуется, как минимум, не исказить форму импульса, а лучше сократить его длительность. Физическими предпосылками возможности сокращения длительности отраженных импульсов является то, что разные спектральные компоненты импульса отражаются на различных глубинах структуры. Как правило, поле меньшей частоты проникает вглубь на меньшую глубину. В случае чирпированных импульсов, для которых характерно плавное изменение несущей частоты, можно подобрать такие условия, чтобы задержка между «низкочастотными» и «высокочастотными» компонентами импульса после отражения уменьшилась [1].

Степень разработанности темы исследования

Несмотря на потенциально широкую область применения АМЗ, число работ и публикаций на эту тему ограничено. Фактически, характеризуя состояние дел в области АМЗ, можно отметить следующие работы и достижения к настоящему времени.

Первые систематические исследования АМЗ были начаты в конце 1980-х годов с расчетов Pt/Si и Ir/Si АМЗ для диапазонов 10-30 и 30-60 нм [3]. Позднее в [4] было рассчитано АМЗ Mo/Si. На практике в мягком рентгеновском диапазоне, за редким исключением, эта структура остается основной по наши дни [5-8].

Для диапазона длин волн короче 12,4 нм из практически значимых можно упомянуть теоретические исследования структур типа La/V₄C [9] и экспериментальный результат по поляризатору для спектральной области 8,5-11,7 нм на основе Mo/Y АМЗ [10]. Таким образом, освоение новых спектральных диапазонов и расширение номенклатуры АМЗ с учетом последних достижений в области периодических многослойных зеркал является актуальным.

Хорошо развитой областью в рамках тематики АМЗ являются математические алгоритмы расчета рентгенооптических характеристик и оптимизации состава АМЗ. Среди наиболее

значимых работ, определивших современные подходы к моделированию АМЗ, включая временные параметры отраженных импульсов, следует отметить [11, 12].

При практическом использовании оптимизационных методов требуется развитие новых стратегий. А именно – учет переходных слоев и реальных плотностей материалов пленок в самом начале процедуры оптимизации состава и введение дополнительных переменных – ширины переходных слоев и плотностей пленок, как функций толщины. Важность учета шероховатости в самом начале алгоритма поиска структуры АМЗ в жестком рентгеновском диапазоне продемонстрирована в [13], где авторам, несмотря на межслоевую шероховатость, удалось получить кривую отражения, практически совпадающую с расчетной. В работе авторов проекта [14] отмечена важность этого фактора в мягком рентгеновском диапазоне. Таким образом, изучение зависимости переходных слоев и плотностей пленок от их толщины, а также добавление этих переменных в стратегию оптимизации состава АМЗ и стековых многослойных зеркал – СМЗ (состоит из нескольких периодических многослойных зеркал-стеков), обладает несомненной новизной и внесет свой вклад в развитие не только аperiodической, но и традиционной периодической многослойной оптики.

Также возникает острая необходимость в создании программного обеспечения, позволяющего оптимизировать АМЗ для аттооптики, т.к. при этом требуется одновременно оптимизировать как амплитуду, так и фазу комплексного коэффициента отражения.

Цель и задачи диссертационной работы

Целью данной диссертационной работы является развитие методов расчета, синтеза и характеристики широкополосных зеркал для МР и ЭУФ диапазона, а также расширение рабочего диапазона широкополосных зеркал в длинноволновую область.

Основные задачи диссертационной работы, которые необходимо решить для достижения поставленной цели являются:

- 1) Разработка методики оптимизации толщин пленок в широкополосных многослойных зеркалах, обеспечивающей заданный профиль угловых и спектральных зависимостей коэффициента отражения, и позволяющей зеркалам работать с аттосекундными импульсами электромагнитного излучения (ЭМИ).
- 2) Анализ влияния флуктуаций толщин, плотностей пленок и межслоевой шероховатости на амплитуду и фазу комплексного коэффициента отражения зеркала, а также на форму и длительность отраженных от АМЗ аттосекундных chirпированных импульсов ЭМИ.

- 3) Разработка и изготовление рефлектометра, и экспериментальных методик для измерений спектральных и угловых зависимостей коэффициентов отражения широкополосных зеркал в МР и ЭУФ диапазонах длин волн.
- 4) Развитие методики реконструкции толщин пленок в стековых широкополосных многослойных зеркалах по данным рентгеновского отражения.
- 5) Разработка дизайна, синтез и изучение отражательных характеристик широкополосных многослойных зеркал для астрофизического эксперимента КОРТЕС.

Научная новизна

- 1) Впервые предложена и реализована на практике методика реконструкции внутреннего строения стековых структур по данным угловой зависимости коэффициента отражения на длине волны 0,154 нм и по спектральной кривой отражения в ЭУФ диапазоне. Предложенная методика в разы ускорила процесс изготовления широкополосного зеркала с близкими к расчетным параметрам.
- 2) Впервые проведено сравнение рентгенооптических свойств аперидических и стековых многослойных широкополосных структур с близкими спектральными полосами пропускания. Показано преимущество стековых структур по сравнению с аперидическими.
- 3) Созданы широкополосные зеркала стекового типа с рекордно большой, до 33 нм, рабочей длиной волны.
- 4) Впервые изучено влияние структурных дефектов АМЗ, таких как межслоевая шероховатость, отличие плотности пленок от табличных значений, а также случайного отклонения толщин слоев от расчетных значений на форму и длительность отраженного чирпированного импульса электромагнитного излучения аттосекундной длительности.
- 5) Впервые изучена в широких пределах зависимость плотности M_0 от толщины слоя. Показана необходимость учета изменения плотности при расчете структуры широкополосного зеркала.

Научная и практическая значимость

Результаты диссертационной работы имеют научную и практическую ценность.

Экспериментально показано преимущество применения стековых структур по сравнению с аперидическими для создания широкополосных зеркал для ЭУФ диапазона. Стековая структура содержит значительно меньше слоев различной толщины, чем аперидическая, поэтому для калибровки толщин пленок требуется меньше времени. Для стековых зеркал можно решить обратную задачу реконструкции толщин пленок изготовленной структуры по

данным рентгеновского отражения. Это позволяет скорректировать технологический процесс и всего за несколько итераций добиться хорошего согласования теории и эксперимента, недоступного для аperiodических зеркал.

Продемонстрирована необходимость учета реальных значений плотности Mo пленок и шероховатости межслоевых границ при расчете конструкции широкополосных Mo/Si зеркал. Использование экспериментальных значений шероховатости и плотности позволило снизить количество оптимизируемых параметров при расчете аperiodических многослойных зеркал и точнее смоделировать профиль полученного зеркала.

Экспериментальное, с использованием методов широкоугольной и малоугольной рентгеновской дифракции, восстановление зависимости плотности Mo от толщины слоя в периодических рентгеновских зеркалах Mo/Si, синтезированных методом магнетронного напыления в атмосфере аргона, позволит в дальнейшем оптимизировать и синтезировать АМЗ и ПМЗ Mo/Si лучшего качества.

Разработанный рефлектометр с лазерно-плазменным источником и монохроматором Черни-Тернера позволяет исследовать коэффициенты отражения, рассеяния и пропускания практически всех типов рентгенооптических элементов с размерами от единиц до 500 мм в диапазоне длин волн 5-60 нм.

Оценки искажения формы и длительности отраженного от АМЗ chirпированного аттосекундного импульса, связанные с несовершенствами структуры зеркала, позволят оценивать границы применимости АМЗ как элемента аттооптики.

Разработанные и изученные экспериментально конструкции широкополосных стековых структур для ЭУФ диапазона будут использованы при изготовлении оптики для аппаратуры КОРТЕС.

Методология и методы исследований

Объектами для отработки методики оптимизации широкополосных рентгеновских зеркал стали аperiodические структуры Mo/Si, Mo/Be, Mo/Be/Si, Al/Be, Mg/Be и стековые структуры Mo/Si.

Объектами для установления зависимости плотности пленки Mo от толщины слоя стали многослойные периодические отражающие покрытия на основе пары Mo/Si (толщина Si фиксирована, толщина Mo меняется в диапазоне 1,65-7,9 нм). Покрытия наносились на полированные кремниевые подложки, шероховатость ~0,2 нм, толщина 0,5 мм, размеры от 20×20 мм до 30×30 мм. МЗ нанесены методом магнетронного распыления в атмосфере аргона. Для определения межплоскостных расстояний Mo и степени кристалличности его структуры

применяли рентгеновскую дифракцию в области больших углов с использованием дифрактометра Bruker D8 Discover.

Поверхность исследуемых структур характеризовалась методом атомно-силовой микроскопии, внутренняя структура покрытий определялась по угловым и спектральным зависимостям коэффициентов отражения, измеренным в мягкой и жёсткой рентгеновской областях с помощью лабораторных и синхротронных рефлектометров. В результате обработки данных определяются такие параметры, как плотность и толщина слоёв, а также межслоевая шероховатость.

Расчет параметров и настройка лабораторного рефлектометра с лазерно-плазменным источником и монохроматором Черни-Тернера осуществлялась с использованием среды ZEMAX. Тестовыми структурами служили тонкопленочные фильтры Be, Al, Mo/ZrSi₂ и периодические многослойные зеркала Mo/Si и Mo/Be, прошедшие аттестацию на синхротроне BESSY II.

Положения, выносимые на защиту

- 1) Разработанные методы расчета и синтеза стековых структур позволяют добиться близких по величине значений коэффициентов отражения при большей гладкости спектральной зависимости коэффициента отражения по сравнению с аperiodическими зеркалами. При этом процесс синтеза широкополосных стековых зеркал значительно более прост, в силу использования на порядок меньшего набора толщин пленок в структуре и возможности оперативной корректировки параметров технологического процесса по данным рентгеновского отражения.
- 2) Разработанный рефлектометр на основе лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения и монохроматора Черни-Тернера позволяет аттестовать рентгенооптические элементы (многослойные зеркала, тонкопленочные фильтры, дифракционные решетки и др.) с произвольной формой поверхности, с диаметром от единиц до 500 мм, в диапазоне длин волн 4-60 нм, со спектральным разрешением до 0,03 нм и областью локализации на образце при нормальном падении менее 0,1 мм².
- 3) Плотности индивидуальных пленок рассеивающего материала, межслоевые шероховатости и флуктуации толщин необходимо учитывать на стадии расчета широкополосного зеркала для улучшения их параметров.
- 4) Разработанные и изученные широкополосные стековые зеркала Mo/Si обеспечивают средние коэффициенты отражения 16% в спектральном диапазоне 17-21 нм и 12% в диапазоне

28-33 нм и могут быть использованы для спектрогелиографов солнечной обсерватории «КОРТЕС».

Личный вклад автора

Все основные результаты диссертации были получены при определяющем участии автора. Все теоретические работы, касающиеся оптимизации широкополосных зеркал, а также восстановление их структурных параметров по данным рентгеновской рефлектометрии были выполнены автором самостоятельно. Также самостоятельно были выполнены расчеты по влиянию структурных параметров аperiodического зеркала (межслоевая шероховатость, случайный разброс толщин, отличие плотности материалов от табличных значений) на амплитуду и фазу комплексного коэффициента отражения и на форму и длительность отраженного от такой структуры chirпированного импульса субфемтосекундной длительности. Планирование и разработка рефлектометра с лазерно-плазменным источником и монохроматором Черни-Тернера были выполнены в соавторстве с коллегами, однако эксперименты по юстировке рефлектометра и измерению на нем коэффициентов отражения зеркал были выполнены самостоятельно.

Все работы, связанные с синтезом и аттестацией широкополосных зеркал для обсерватории «КОРТЕС» были выполнены автором самостоятельно.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность результатов, представленных в диссертационной работе, достигается применением нескольких независимых экспериментальных методик, прямо или косвенно подтверждающих сделанные выводы, а также сопоставлением с данными, представленными в литературе.

Все результаты были представлены в реферируемых научных и специализированных изданиях и докладывались на научных конференциях. Апробация содержащихся в данной работе результатов проводилась на следующих научных конференциях:

XXI международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, 13 – 16 марта 2017 г. – 2 стендовых доклада

Конференция «Рентгеновская оптика», г. Черноголовка 24 – 27 сентября 2018 г. – устный доклад

XXII международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, 12 – 15 марта 2018 г. – стендовых доклад

XXIII международный симпозиум «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, 11 – 14 марта 2019 г. – стендовый и устный доклад

Международный семинар «VUV and EUV metrology», г. Берлин, 21- 23 октября 2019 г. – устный доклад

XXIV международный симпозиум «Нанопфизика и нанопэлектроника», г. Нижний Новгород, 10 – 13 марта 2020 г. – устный доклад

Структура диссертационной работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, изложена на 152 страницах, содержит 108 наименований библиографии, 104 рисунка и 9 таблиц.

Во введении обосновывается актуальность темы диссертационной работы, содержится постановка задачи исследования, излагаются проблемы, с которыми сталкивается рентгеновская оптика при создании широкополосных многослойных зеркал для таких приложений, как рентгеновская и ЭУФ астрофизика и аттооптика. Формулируются цель работы, ее практическая значимость, основные положения, выносимые на защиту, а также научная новизна. Указывается структура и объем диссертационной работы и публикации по теме в журналах и сборниках.

В первой главе дается краткий обзор методов расчета отражательных характеристик широкополосных многослойных зеркал, показывается, как подобрать параметры оптимизации для обеспечения необходимого сочетания коэффициента отражения и ширины рабочего диапазона длин волн или углов. Обсуждаются основные причины ухудшения отражательных характеристик синтезированных широкополосных зеркал. Рассматриваются широкополосные МЗ, синтезированные различными группами и предназначенные для рентгеновской и ЭУФ астрофизики и аттооптики. Показано несоответствие достигнутых результатов стоящим задачам

Во второй главе изучено влияние структурных несовершенств АМЗ, таких как межслойная шероховатость, флуктуации толщин слоев и отличие от табличной плотности пленок Мо, на амплитуду и фазу комплексного коэффициента отражения АМЗ, и на интенсивность, и длительность аттосекундного отраженного импульса.

В третьей главе рассматривается проблема аттестации широкополосных рентгенооптических элементов. Дается подробное описание принципов построения

рефлектометра на основе лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского и спектрометра-монокроматора с плоской дифракционной решеткой на основе схемы Черни-Тернера. Описывается разработанный в рамках диссертации прибор. Приводятся результаты тестирования основных технических характеристик, а также сравнение результатов измерений коэффициента отражения многослойных зеркал на разработанном рефлектометре и на синхротроне BESSY II. Показано совпадение результатов измерений на уровне 1%.

Четвертая глава посвящена изучению возможности создания высокоотражающих широкополосных многослойных зеркал для построения на их основе спектрогелиографов солнечной обсерватории «КОРТЕС». С использованием генетического алгоритма рассчитаны АМЗ, оптимизированные на максимальное равномерное отражение в диапазонах 17-21 нм и 28-33 нм. Приводится сравнительная характеристика АМЗ Mo/Si, Mo/Be, Mo/Be/Si, а также Al/Be и Mg/Be. Показано, что АМЗ Mg/Be существенно превосходит соответствующие аналоги Mo/Si для диапазона 28-33 нм. Недостатком зеркал на основе магния является временная нестабильность их отражательных характеристик, связанная с окислением слоев Mg и частично решаемая применением защитных покрытий из нанесенной на поверхность структуры тонкой алюминиевой пленки.

Также в главе сравниваются аперидические и стековые широкополосные зеркала для «КОРТЕС». Достоинства стекового подхода определяются, главным образом, технологическим фактором. Фактически, чтобы корректно напылить N различных толщин, необходимо провести порядка N калибровок параметров технологического процесса, что в случае АМЗ с большим (несколько десятков) числом слоев оказывается трудозатратным. Что касается решения обратной задачи, для классического АМЗ она практически нерешаема из-за большого числа параметров и неоднозначности полученного решения. В случае стекового многослойного зеркала число восстанавливаемых параметров существенно меньше, обратная задача может быть решена с высокой степенью точности, и проведена соответствующая коррекция технологического процесса.

Незначительно проигрывая в теории аперидической структуре в величине коэффициента отражения, стековое зеркало оказывается намного более выигрышным с точки зрения скорости изготовления и аттестации, что в конечном итоге, позволяет проводить грамотную коррекцию процесса напыления и за небольшое число итераций достигать расчетных параметров структуры.

В приложении описывается процесс юстировки рефлектометра, описанного в 3-й главе

В заключении сформулированы основные выводы по результатам работы, которые состоят в следующем.

1. Разработаны методы расчета, синтеза и реконструкции толщин пленок по данным рентгеновского отражения стековых многослойных структур. Методы позволяют добиться коэффициента отражения и гладкости отражательной кривой, сравнимой с аперiodическими зеркалами. При этом процесс синтеза широкополосного стекового зеркала значительно упрощается в силу использования ограниченного набора периодических структур и возможности оперативной корректировки параметров процесса по данным рентгеновского отражения.

2. На основе лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения и монохроматора, выполненного по схеме Черни-Тернера, разработан лабораторный рефлектометр. Прибор позволяет измерять коэффициенты отражения, рассеяния и пропускания практически всех типов рентгенооптических элементов (многослойные зеркала, тонкопленочные фильтры, дифракционные решетки и другие) с произвольной формой поверхности, с диаметром от единиц до 500 мм, в диапазоне длин волн 5-50 нм, со спектральным разрешением до 0,03 нм и областью локализации на образце при нормальном падении менее 0,1 мм².

3. Показано, что структурные дефекты аперiodических структур (отличие плотности материалов пленок от табличных значений, межслоевые шероховатости, флуктуации толщин пленок) влияют на рентгенооптические характеристики и длительность отраженных от широкополосных зеркал аттосекундных импульсов электромагнитного излучения. Учет этих дефектов на стадии расчета толщин пленок для достижения целевой функции по коэффициенту отражения или длительности импульса улучшает параметры широкополосных зеркал. Наибольшее влияние на интенсивность и длительность отраженного импульса оказывают отличие плотностей пленок Mo от табличных значений и флуктуации толщин пленок. Межслоевая шероховатость оказывает сопоставимое воздействие на амплитуду коэффициента отражения, однако не столь сильное влияние на длительность отраженного импульса. Даже малые флуктуации (порядка 0,1 нм) толщин пленок могут привести к появлению дополнительных отраженных импульсов с высокой интенсивностью, задержанных по времени по отношению к основному.

4. Экспериментально изучена зависимость микроструктуры и плотности молибденовых слоев от толщины в составе многослойных Mo/Si структур. Наблюдается рост плотности до толщин около 5 нм с последующей стабилизацией на уровне 0,97 от табличных значений. Прослеживается резкий рост плотности в диапазоне толщин 2,5-2,8 нм, который коррелирует с началом кристаллизации слоев Mo. Использование этой зависимости при расчете толщин

пленок широкополосных зеркал существенно улучшает рентгенооптические характеристики разрабатываемых элементов.

5. Разработаны и изучены широкополосные стековые зеркала Mo/Si, обеспечивающие средний коэффициент отражения 16% в спектральном диапазоне 17-21 нм и 12% в диапазоне 28-33 нм. По своим рентгенооптическим характеристикам эти структуры могут использоваться при разработке зеркал для спектрогелиографов солнечной обсерватории «КОРТЕС».

Глава 1. Широкополосные зеркала

1.1. Методика расчёта многослойных зеркал

1.1.1. Особенности рентгеновского и ЭУФ диапазонов длин волн

Специфика взаимодействия рентгеновского и ЭУФ излучения с веществом определяется тем, что оптическая плотность всех веществ в этом диапазоне практически всегда меньше единицы и мало отличается от нее. Поэтому выражение для диэлектрической проницаемости удобно представить в виде:

$$\varepsilon = 1 - \delta + i\gamma \quad (1.1)$$

где δ и γ – действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, которые отвечают за рассеяние и поглощение излучения, соответственно. Оба эти показателя много меньше единицы во всем изучаемом диапазоне.

Отражение рентгеновского излучения от границ разделов сред описывается формулами Френеля, которые в случае падения излучения из вакуума имеют вид.

$$r_F^s = \frac{\sin \theta - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}}{\sin \theta + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}}, \quad (1.2)$$
$$r_F^p = \frac{\varepsilon \sin \theta - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}}{\varepsilon \sin \theta + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \theta}},$$

для s- и p-поляризации соответственно, где θ – угол скольжения.

Учитывая близость диэлектрической проницаемости к единице, следует заметить, что существенное отражение наблюдается лишь при очень малых углах падения излучения на поверхность, в интервале $\theta < \theta_c$, где θ_c – критический угол полного внешнего отражения (ПВО). Критический угол определяется из закона Снелиуса

$$\cos \theta_c = n = \sqrt{\varepsilon}, \quad (1.3)$$

где n – показатель преломления среды.

С учетом выражения (1.1) и малости δ в рентгеновском диапазоне получаем $\theta_c \cong \sqrt{\delta}$. Для непоглощающих сред при $\theta < \theta_c$ коэффициент отражения равен единице. Для поглощающих, что реализуется всегда в интересующем нас диапазоне длин волн, уже нельзя говорить в строгом смысле о критическом угле полного внешнего отражения. В этом случае имеет смысл говорить об области углов падения, при которых зеркало еще

отражает. Кривая зависимости коэффициента отражения от угла падения уже не будет иметь резкого спада (излома) при угле $\theta = \sqrt{\delta}$, а будет плавно спадать с ростом θ .

Специфика рентгеновского диапазона длин волн приводит к тому, что изготовление и оптимизация МЗ имеет ряд особенностей. Во-первых, это толщины слоев материалов в структуре. Для того чтобы излучение, отражаясь от границ материалов, складывалось в фазе, необходимо соблюдение условия Брэгга, которое в первом приближении имеет вид:

$$2d \sin \theta \approx m\lambda \quad (1.4)$$

где d – период структуры, θ – угол скольжения, λ – длина волны излучения, $m=1,2,3\dots$ – порядок дифракции. Так, например, при нормальном падении ($\theta=90^\circ$) и длине волны $\lambda=30$ нм, период структуры будет равен $d=15$ нм. Еще одна особенность рентгеновского диапазона длин волн, как уже отмечалось выше, заключается в том, что абсолютно все вещества поглощают излучение. Основные механизмы, по которым происходит ослабление рентгеновского излучения в веществе, это неупругое (Комптовское) рассеяние, которое преобладает при энергиях фотонов более 12000 эВ ($\lambda < 0,1$ нм), и фотоэффект при меньших энергиях фотонов и соответственно больших длинах волн. В МР и ЭУФ важнейшую роль играет именно фотоэффект, когда энергия фотона затрачивается на ионизацию атома. Понятно, что ионизация возможно только в том случае, когда энергия фотона равна или больше энергии ионизации атома. При больших длинах волн, что соответствует малым энергиям, ионизируются внешние оболочки, далее с уменьшением длины волны (с увеличением энергии фотонов) L -оболочка, затем и нижняя K -оболочка. Таким образом, с увеличением длины волны коэффициент поглощения увеличивается до тех пор, пока энергия фотонов не сравняется с потенциалом ионизации атомов соответствующей оболочки. При этом происходит резкое падение коэффициента поглощения.

Этой зависимостью обуславливается выбор материалов многослойного зеркала. Первоначально выбирается так называемый легкий материал. Крайне желательно, чтобы рабочий диапазон длин волн зеркала лежал за соответствующим краем поглощения легкого материала ($\lambda > \lambda_{K,L,M}$). И как можно ближе к нему. В пару к легкому берется оптически более плотный (тяжелый) материал. Чем больше разность диэлектрических проницаемостей материалов, тем больший коэффициент отражения будет на одной границе раздела, однако большое поглощение тяжелого материала

приведет к уменьшению глубины проникновения излучения в структуру и, соответственно, к уменьшению количества работающих на отражение границ. Поэтому здесь важен баланс между разностью диэлектрических проницаемостей и оптической плотностью тяжелого материала.

Для оптимизации коэффициента отражения также важно правильно подобрать долю тяжелого материала в периоде $\beta = d_{\text{тяж}}/d$. Оптимальное β^* находится из [15]

$$\operatorname{tg} \pi \beta^* = \pi \left(\beta^* + \frac{\operatorname{Im} \varepsilon_2}{\operatorname{Im}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \right). \quad (1.5)$$

Однако в реальных зеркалах β может заметно отличаться от оптимального значения, это связано с особенностями технологического процесса и роста пленок в структуре. В этом случае оптимальное β определяется из экспериментов.

1.1.2. Метод рекуррентных соотношений

Общий метод определения коэффициентов отражения и прохождения, пригодный как для одного слоя на подложке, так и для многослойных зеркал, состоит в использовании рекуррентных соотношений Паррата. Этот метод наиболее универсален, поскольку позволяет рассчитывать угловые и спектральные зависимости коэффициентов отражения и прохождения многослойных структур, состоящих из различных материалов, и имеющих произвольные толщины и плотности пленок. Количество слоев также неограниченно.

Рассмотрим многослойную структуру, состоящую из N слоев (рис.1.1), в рамках подхода, описанного в [16]. В общем случае диэлектрические проницаемости всех слоев и их толщины могут быть различными. Обозначим через ε_j комплексную диэлектрическую проницаемость j -того слоя, а через l_j – его толщину. Предполагаем, что с одной стороны многослойная структура граничит с вакуумом, а с другой – с полубесконечной подложкой, которая играет роль $j+1$ -го слоя, и имеет диэлектрическую проницаемость ε_{N+1} . Будем считать, что все границы разделов между слоями абсолютно гладкие и введем систему координат, как показано на рис.1.1.

Пусть на МС со стороны вакуума падает плоская монохроматическая волна (угол падения φ , длина волны в вакууме λ):

$$\begin{pmatrix} E(r, t) \\ H(r, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E(z) \\ H(z) \end{pmatrix} e^{i(kx \sin \varphi - \omega t)}; \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.6)$$

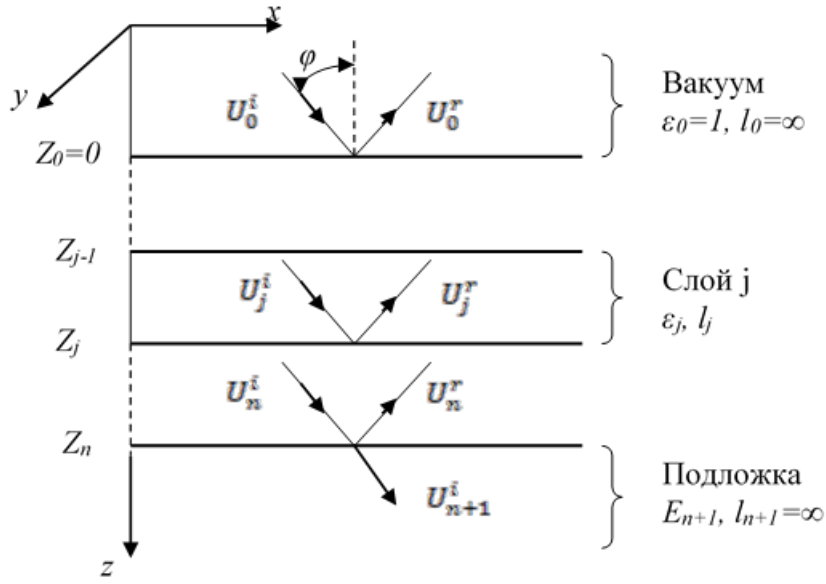


Рисунок 1.1. Отражение электромагнитной волны от многослойной структуры

Рассмотрим два вида поляризации падающего излучения: *s*-поляризацию, когда вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости падения и *p*-поляризацию, когда вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости падения. Введем функцию $U(z)$:

$$U(z) = \begin{cases} E_y & \text{для } s \text{ – поляризации;} \\ H_y & \text{для } p \text{ – поляризации.} \end{cases} \quad (1.7)$$

Внутри каждого j -го слоя функция $U(z)$ удовлетворяет волновому уравнению

$$U''(z) + \kappa_j^2 U(z) = 0; \quad \kappa_j = k\sqrt{\varepsilon_j - \sin^2 \varphi}; \quad j = 0, 1, \dots, n + 1. \quad (1.8)$$

Условия непрерывности тангенциальных компонент $E(z)$ и $H(z)$ приводят к следующим соотношениям, которые должны выполняться на любой границе раздела:

$$\begin{aligned} U(z_j - 0) &= U(z_j + 0); \\ \eta_j^{-1} U'(z_j - 0) &= \eta_{j+1}^{-1} U'(z_j + 0), \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\eta_j = \begin{cases} 1 & \text{для } s \text{ – поляризации;} \\ \varepsilon_j & \text{для } p \text{ – поляризации.} \end{cases} \quad (1.10)$$

Решение уравнения (1.8) в j -м слое запишем в виде:

$$U(z) = U_j^t e^{i\kappa_j(z-z_j)} + U_j^r e^{-i\kappa_j(z-z_j)}. \quad (1.11)$$

В подложке решение имеет такой же вид, если $z_{n+1}=0$.

Условия на границах (1.9) приводят к следующим рекуррентным соотношениям для амплитуд U_j^t и U_j^r :

$$\begin{cases} U_j^t + U_j^r = U_{j+1}^t e^{-i\kappa_{j+1}l_{j+1}} + U_{j+1}^r e^{i\kappa_{j+1}l_{j+1}}; \\ \frac{\kappa_j}{\eta_j} (U_j^t - U_j^r) = \frac{\kappa_{j+1}}{\eta_{j+1}} (U_{j+1}^t e^{-i\kappa_{j+1}l_{j+1}} - U_{j+1}^r e^{i\kappa_{j+1}l_{j+1}}); \\ U_{n+1}^r = 0. \end{cases} \quad (1.12)$$

Последнее из условий означает, что в подложке и в вакууме, в случае свободновисящих структур, существует только распространяющаяся вглубь нее (или вакуума) волна.

Рекуррентные соотношения (1.12) полностью описывают процесс отражения и прохождения электромагнитной волны через многослойную структуру. При численной реализации метода вместо амплитуд полей U_j^r и U_j^t в качестве дискретных переменных удобнее ввести текущие коэффициенты отражения $r(z_j)$ и прохождения $t(z_j)$:

$$r(z_j) = \frac{U_j^r}{U_j^t}; \quad t(z_j) = \frac{U_{j+1}^t}{U_j^t}; \quad j = 0, 1, \dots, N + 1. \quad (1.13)$$

Рекуррентные соотношения для $r(z_j)$ и $t(z_j)$ находим непосредственно из (1.12) и (1.13):

$$\begin{aligned} r(z_j) &= \frac{r_j^F + r(z_{j+1})e^{2i\kappa_{j+1}l_{j+1}}}{1 + r_j^F r(z_{j+1})e^{2i\kappa_{j+1}l_{j+1}}}; \quad j = 0, 1, \dots, n; \\ r(z_{n+1}) &= 0; \\ t(z_j) &= \frac{t_j^F t(z_{j+1})e^{i\kappa_{j+1}l_{j+1}}}{1 + r_j^F r(z_{j+1})e^{2i\kappa_{j+1}l_{j+1}}}; \quad j = 0, 1, \dots, n; \\ t(z_{n+1}) &= 1 \end{aligned} \quad (1.14)$$

В выражениях (1.14) величин r_j^F и t_j^F – это обычные амплитудные коэффициенты отражения и прохождения излучения на j -ой границе, определяемые формулами Френеля:

$$\begin{aligned} r_j^F &= \frac{\kappa_j/\eta_j - \kappa_{j+1}/\eta_{j+1}}{\kappa_j/\eta_j + \kappa_{j+1}/\eta_{j+1}} = \frac{\eta_j^{-1} \sqrt{\varepsilon_j - \sin^2 \varphi} - \eta_{j+1}^{-1} \sqrt{\varepsilon_{j+1} - \sin^2 \varphi}}{\eta_j^{-1} \sqrt{\varepsilon_j - \sin^2 \varphi} + \eta_{j+1}^{-1} \sqrt{\varepsilon_{j+1} - \sin^2 \varphi}}; \\ t_j^F &= \frac{2\kappa_j/\eta_j}{\kappa_j/\eta_j + \kappa_{j+1}/\eta_{j+1}} = \frac{2\eta_j^{-1} \sqrt{\varepsilon_j - \sin^2 \varphi}}{\eta_j^{-1} \sqrt{\varepsilon_j - \sin^2 \varphi} + \eta_{j+1}^{-1} \sqrt{\varepsilon_{j+1} - \sin^2 \varphi}}; \end{aligned} \quad (1.15)$$

Рекуррентная процедура (1.14) начинается со стороны подложки ($j=N$) или вакуума, последовательно вычисляются значения $r(z_j)$ и $t(z_j)$ на границах раздела слоев структуры, а энергетические коэффициенты отражения R и прохождения T для всей многослойной структуры равны:

$$R = |r(z_0)|^2;$$

$$T = |t(z_0)|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{\kappa_{N+1}}{k\eta_{j+1} \cos \varphi} \right) \quad (1.16)$$

Таким образом, формулы (1.14) - (1.16) позволяют численно решить задачу об отражении и прохождении электромагнитной волны для произвольной многослойной структуры для любых длин волн λ падающего излучения и произвольных углов падения φ .

В дальнейшем данный подход применяется на каждой итерации эволюционного алгоритма для решения прямой задачи во время процесса оптимизации широкополосного зеркала.

1.2. Методы оптимизации широкополосных зеркал (литературный обзор)

Апериодические многослойные зеркала, состоящие из чередующихся тонких слоев материалов с разной диэлектрической проницаемостью, имеют более высокую интегральную отражательную способность, чем их периодические аналоги. Апериодические структуры, способные удовлетворить иным критериям, чем достижение максимального коэффициента отражения на заданной длине волны.

В классе апериодических МЗ возможно решение ряда оптимизационных задач, имеющих практическое значение в рентгеновской оптике и спектроскопии, в том числе, в мягком рентгеновском диапазоне. К ним относятся, например, расчёт и создание МС, обеспечивающих: 1) максимальное равномерное отражение в заданном интервале длин волн или углов падения; 2) высокую поляризующую способность в широком диапазоне длин волн при фиксированном угле падения излучения; 3) максимальный коэффициент отражения на нескольких длинах волн одновременно.

Расчет дизайна АМЗ – сложная многопараметрическая задача, требующая применения оптимизационных методик. Решением задачи является набор толщин слоев материалов, составляющих структуру АМЗ. Для подбора требуемой последовательности толщин слоев существует несколько методик. Обычно для проектирования широкополосных зеркал используются четыре метода: степенной метод, метод Кожевникова, классический апериодический метод и стековый метод.

Широкополосные зеркала, используемые в NuSTAR [17] и ATHENA [18], [19], были разработаны степенным методом. Зеркало, используемое в ASTRO-H [20] было разработано стековым методом.

Чаще же всего применяется классический аperiodический метод. Такие зеркала широко используются в синхротронных центрах, при исследованиях плазмы, солнечной астрономии, биологической микроскопии [21], лазерах на свободных электронах.

1.2.1. Степенной метод

Степенной метод - один из самых простых способов моделирования широкополосных зеркал - использование градиента толщины по глубине, определяемого простой аналитической и монотонной функцией, зависящей от индекса слоя. Данный метод часто применяется в качестве первого шага при работах по созданию сложных аperiodических многослойных зеркал, которые затем можно использовать как начальные структуры для дальнейшей оптимизации. Чаще всего применяются следующие несколько типов градиентов: полином второй степени, логарифмический закон, экспоненциальный закон или степенной закон. Так, в работе [22] приводятся примеры реализаций экспоненциального и степенного законов, определяющихся следующими отношениями:

$$d[i] = a + b \exp(c i)$$

и

$$d[i] = \frac{a}{(b + i)^c}$$

где, предполагая, что многослойная структура состоит из 2 разных материалов, $d [i]$ - это толщина i -го слоя одного из материалов в бислое. i - индекс, причем $i = 1$ соответствует самому верхнему (осажденному последним) слою, а $i = N$ соответствует нижнему (осажденному первому) слою, где N соответствует общему количеству бислоев, а a и c - положительные постоянные, b - постоянная, большая, чем -1 [21]. Примеры такого градиента толщины показаны на рис. 1.2 (b) [22].

Этот метод оптимизации позволяет моделировать многослойную структуру с очень ограниченным числом параметров, независимо от количества бислоев, которые может содержать образец. Например, двухслойный рецепт потребует в принципе только 6 параметров (толщина слоя фиксированного материала, 3 параметра для изменяемого материала и 2 значения шероховатости), даже если зеркало содержит до 150 или 300 бислоев.

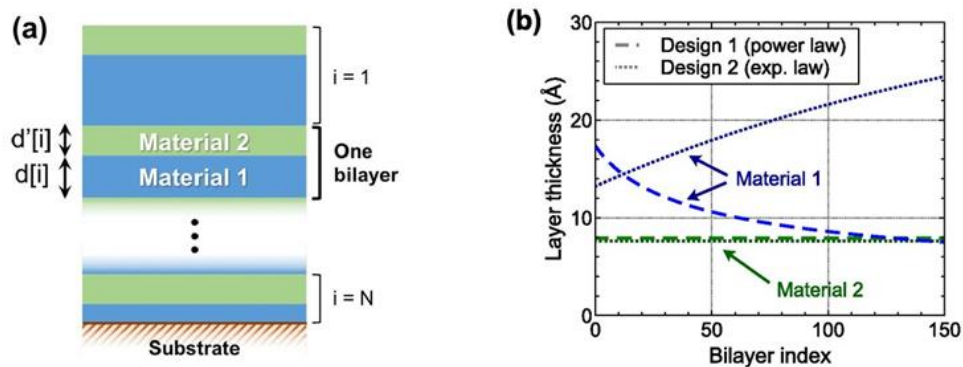


Рисунок 1.2. (а) Схема многослойной структуры. (б) Толщина слоя как функция индекса для двух различных дизайнов с использованием степенного закона («Дизайн 1») и экспоненциального закона («Дизайн 2») с градиентом глубины. Только один материал для дизайна изменяется по глубине; другой материал имеет постоянную толщину в многослойной структуре.

Процедура проектирования в этом случае обычно такова: количество периодов в структуре выбирается таким образом, чтобы было достигнуто насыщение по отражению. Коэффициенты a , b и c , определяющие градиент глубины, настраиваются вручную до тех пор, пока профиль отражательной способности не станет достаточно близок к целевой отражательной функции (например, профиль с плоской вершиной - плато).

Оптимизация многослойной конструкции данным методом является довольно «ручной» процедурой, так как требует достаточно много итераций между расчетом кривой отражения и ручной настройкой параметров a , b и c , чтобы получить наилучший компромисс между высоким средним коэффициентом отражения и близостью к форме целевой функции.

1.2.2. Аналитический метод Кожевникова

Кожевников с соавторами в [24] предложили аналитический метод для создания так называемых рентгеновских суперзеркал, то есть широкополосных многослойных зеркал с высокой отражательной способностью, путем решения обратной задачи. Этот подход предполагает, что многослойная структура изготовлена из двух разных материалов, а толщина бислоя монотонно изменяется по всей структуре (либо увеличивается, либо уменьшается).

В методе Кожевникова рассматриваются рекуррентные уравнения на основе аналитического и численного метода. Этот метод может дать хорошее начальное распределение толщин для сложной целевой кривой отражения, и это может сэкономить время для дальнейшей уточненной оптимизации [25].

Для оптимизации коэффициента отражения также важно правильно подобрать долю тяжелого материала в бислое $\beta = d_{\text{тяж}}/d$. β предполагается постоянным по всей структуре, и толщина слоев обоих материалов изменяется по глубине. Предполагается, что шероховатость одинакова на каждом интерфейсе. Приведенные допущения позволяют значительно облегчить решение обратной задачи и дают уникальное решение, которое представляет собой самый короткий дизайн (т.е. с наименьшим числом периодов), который приближается к целевой отражательной способности. Обычно такой расчет занимает всего несколько секунд. β и среднее значение отражательной способности можно дополнительно оптимизировать, чтобы получить максимально возможную отражательную способность при разумном количестве бислоев. При таком подходе оптимизированный дизайн может быть получен в течение нескольких минут, что значительно сокращает время вычислений по сравнению с предыдущим методом.

Однако никакая простая аналитическая формула не может использоваться для аппроксимации градиента толщины, для облегчения расчетов, например, при анализе данных отражательной способности от реального многослойного слоя. Это хорошо подтверждается на рис. 1.3, где сравниваются аналитические решения с использованием степенного и экспоненциального закона распределения толщины.

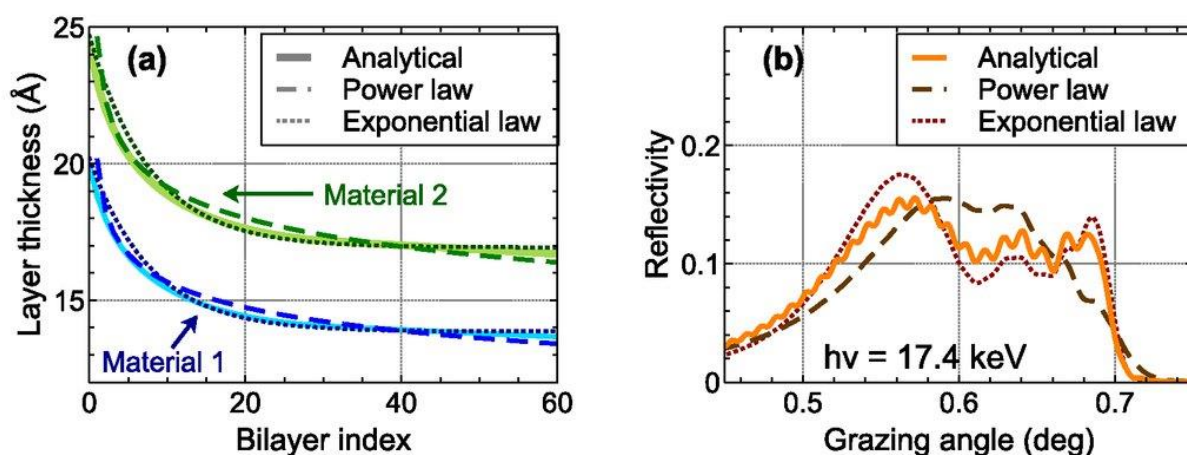


Рисунок 1.3. (a) Толщина слоя как функция номера слоя, полученного аналитическим расчетом (сплошные линии). Оба материала изменяются по глубине, так что β является постоянным по всей структуре. Степенной закон (пунктирные линии) и экспоненциальный закон (точки) соответствуют аналитическому решению. (b) Моделирование отражательной способности при энергии фотонов 17,4 кэВ, соответствующей аналитическому решению (сплошная линия), фиттинг по степенному закону (пунктирная линия) и фиттинг по экспоненциальному закону (точечная линия) [11].

Рис. 1.3(b) показывает зависимость коэффициента отражения, соответствующую каждому из градиентов толщины, изображенных на рис. 1.3(a). Хотя экспоненциальное распределение и распределение по степенному закону достаточно хорошо аппроксимируют градиент толщины, они дают существенно различные профили коэффициента отражения.

Кроме того, следует отметить, что этот метод не учитывает какой-либо эффект на границах, например, различная шероховатость на двух границах или перемешивание материалов на границе. Последнее особенно важно, когда перемешивание приводит к образованию соединения и сокращению толщины бислоя, что может существенно исказить кривую отражения.

1.2.3. Аперриодический метод (классический)

Для более точного решения модель зеркала усложняется и может включать в себя:

- До 4 слоев за «бислоем», для имитации смешивания на одной или обеих границах, или для возможности включения, например, «барьерных» слоев
- Различные значения шероховатости на каждой границе
- «Антиоксидный» защитный также может быть добавлен к вершине многослойной структуры.

Значения шероховатости толщины переходных слоев, если таковые имеются, находятся из экспериментальных результатов, чтобы как можно точнее прогнозировать характеристики многослойной структуры.

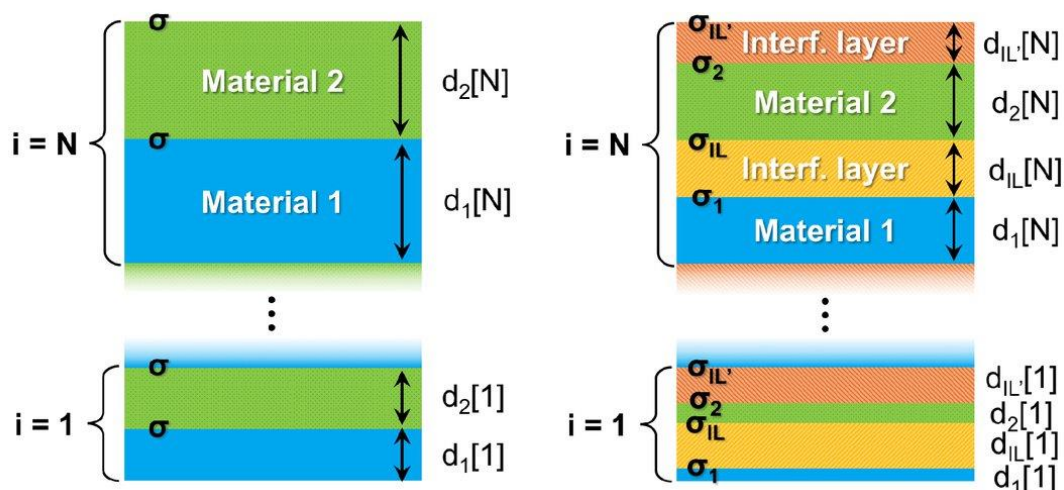


Рисунок 1.4. (a) Схема типичной структуры, рассчитанной с помощью аналитического решения из [11], (b) схематическое представление структуры, которая может быть оптимизирована в случае более сложной модели. Шероховатости обозначены буквой « σ », « d » толщина слоя материала, «IL» означает «переходный слой».

Для еще большего усложнения алгоритма добавляется возможность численно оптимизировать структуру, чтобы сгладить высокочастотную «рябь», характерную для профилей типа «плато», или получить контуры отражения более сложной формы. В этом случае исходная точка численной оптимизации состоит из аналитического решения, полученного путем решения обратной задачи, но модифицированного для учета асимметрии шероховатости и взаимной диффузии слоев. Толщины слоев затем оптимизируются для достижения целевого профиля отражательной способности, при этом все еще принимая во внимание наличие граничного слоя и шероховатость.

Оптимизация осуществляется путем минимизации разницы между целевой и рассчитываемой отражательной способностью с использованием алгоритма Левенберга-Марквардта. Он включает возможность ограничения толщины слоя в пределах приемлемого интервала, чтобы сделать покрытие физически возможным для синтеза. Учитывая, что этот подход основан на локальном поиске оптимума, сходимость достигается довольно быстро. Решение может быть получено в течение от нескольких минут до часа на ПК, в зависимости от общего количества слоев. Пример такой оптимизированной конструкции показан на рис. 1.5 [22].

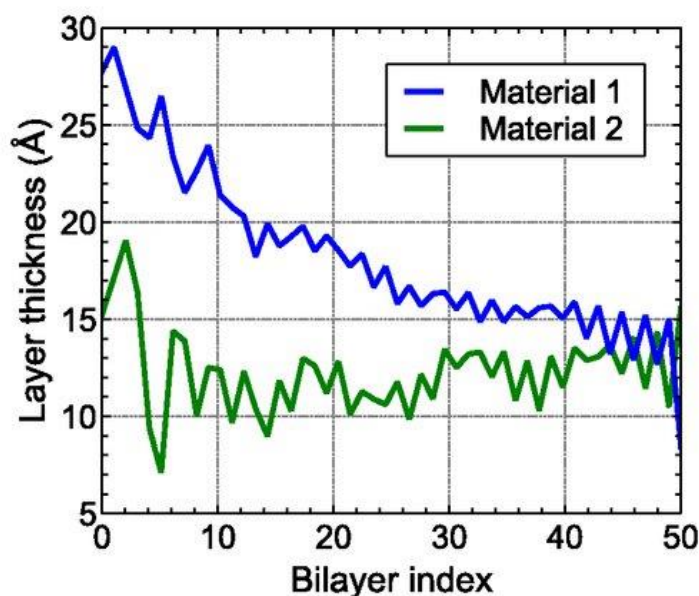


Рисунок 1.5. Толщина слоя как функция номера слоя для двух разных конструкций с использованием степенного закона («Material 1») и экспоненциального закона («Material 2») с градиентом глубины. Только один материал изменяется по глубине; другой материал имеет постоянную толщину [22].

Для демонстрации важности учета силицидообразования, в работе [26] были разработаны два зеркала, одно с учетом слоев силицида, а второе – без такого учета. Оба зеркала были оптимизированы на рабочую ширину 3 нм с центром при 14,25 нм со средним коэффициентом отражения 20% в рабочей ширине и 0% отражения вне этого диапазона.

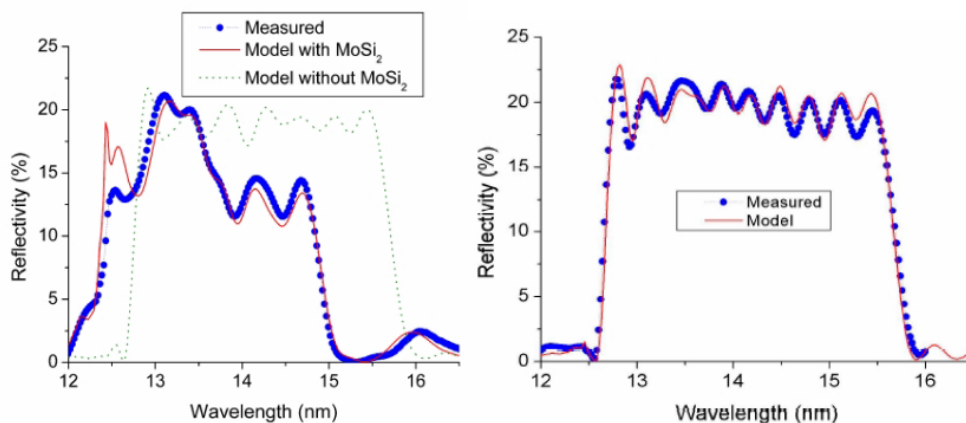


Рисунок 1.6. Демонстрация необходимости учета силицидообразования на границе Mo и Si в многослойной структуре [26]

Измеренная спектральная характеристика полностью подтверждает сделанные выше предположения. Структура, в которой учитывалось наличие переходных слоев, дает зависимость коэффициента отражения, которая лучше соответствует рассчитанной.

В работе [27] методом магнетронного распыления было получено широкополосное молибден-кремниевое зеркало для ЭУФ спектроскопии. Спектральная характеристика демонстрирует средний коэффициент отражения около 30% в диапазоне длин волн 14-18 нм. Структура была получена магнетронным напылением в атмосфере аргона. На рис. 1.7(a) и рис. 1.7(b) изображены рассчитанные толщины слоев кремния и молибдена, а также спектральная характеристика зеркала.

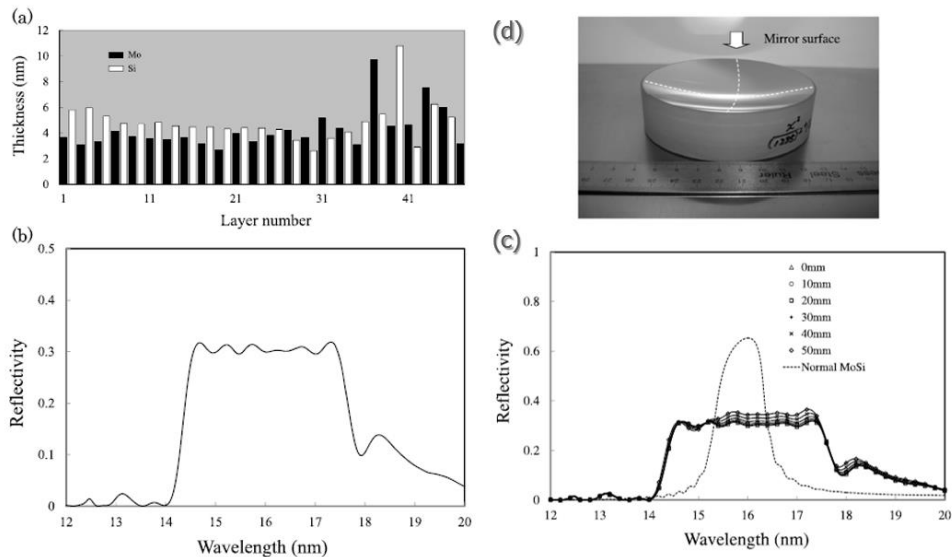


Рисунок 1.7. (a), (b) - рассчитанные в программе IMD толщины слоев кремния и молибдена, а также спектральная характеристика. (c) – сравнение коэффициента отражения ПМЗ Mo/Si и АМЗ с распределением по подложке сложной формы (d) – фотография образца [27].

На рис. 1.7(d) изображено само полученное зеркало. Следует заметить, что удалось создать достаточно равномерное покрытие несмотря на сложную форму подложки.

В работе [28] была продемонстрирована возможность оптимизации аперидической структуры более сложной формы, нежели простое «плато» - требовалась структура, коэффициент отражения которой повторял бы очертания спектра Хе плазмы. Был достигнут коэффициент отражение более чем 15% во всем диапазоне длин волн от 13 нм до 15 нм. Конструкция состоит из 101 слоя Мо и Si в диапазоне толщин от 2,8 нм до 4,5 нм (рис. 1.8).

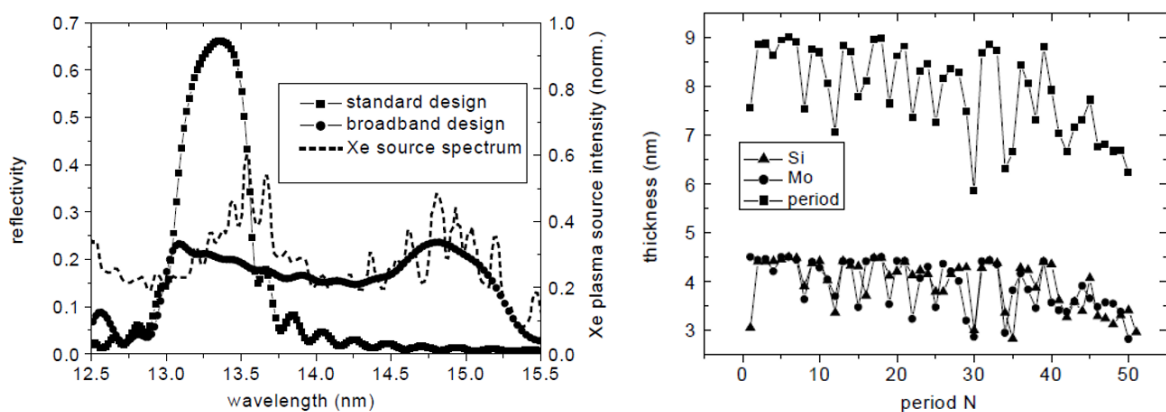


Рисунок 1.8. Дизайн и распределение толщин слоев для АМЗ с R, по форме соответствующим спектру Хе плазмы [28].

В работе [29] описано аперидическое зеркало для отражения фотонов с энергией 16,25 кэВ для скользящих углов $0,6 \pm 0,05$ град.

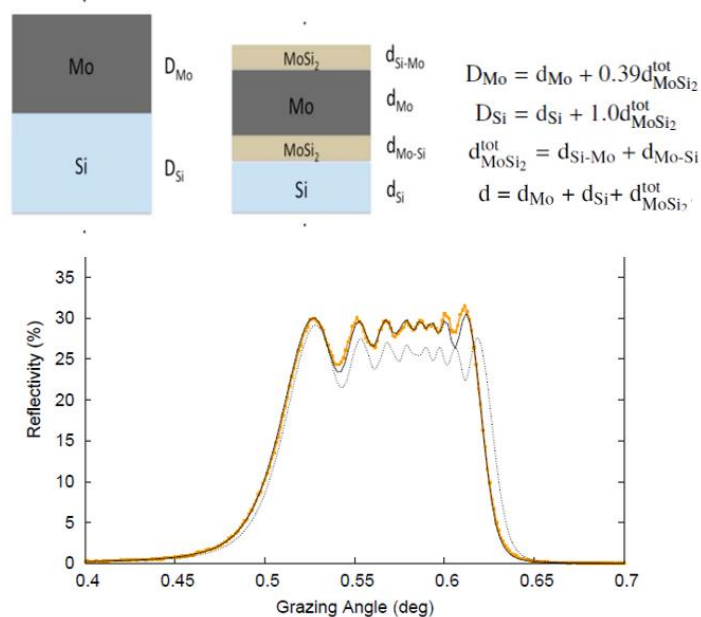


Рисунок 1.9. Оранжевая кривая – синтезированное АМЗ, серая – модель без учета силицидов, черная – с учетом силицидов по модели, представленной в [29] (сверху)

Также в работе исследовалось влияние силицидов на границе слоев. Учет их образования позволил получить АМЗ более близкое к расчетной функции.

Образование силицидов необходимо учитывать, т.к. при создании аперидической структуры точность напыления слоев имеет решающее значение.

1.2.4. Стековый метод

Зеркала, разработанные степенным методом и методом Кожевникова, часто имеют сложное распределение толщины, поэтому требуют точного контроля скорости осаждения, и даже небольшие ошибки во время осаждения приведут к серьезному ухудшению оптических характеристик. Широкополосные зеркала, спроектированные стековым способом, содержат несколько последовательных структур с различной толщиной периодов, и толщина периодов легко контролируется во время изготовления. Недостатком этого подхода является то, что кривые отражения стековых структур дают менее гладкое «плато» [30-32]. На рис. 1.10 приведен принцип стекового метода.

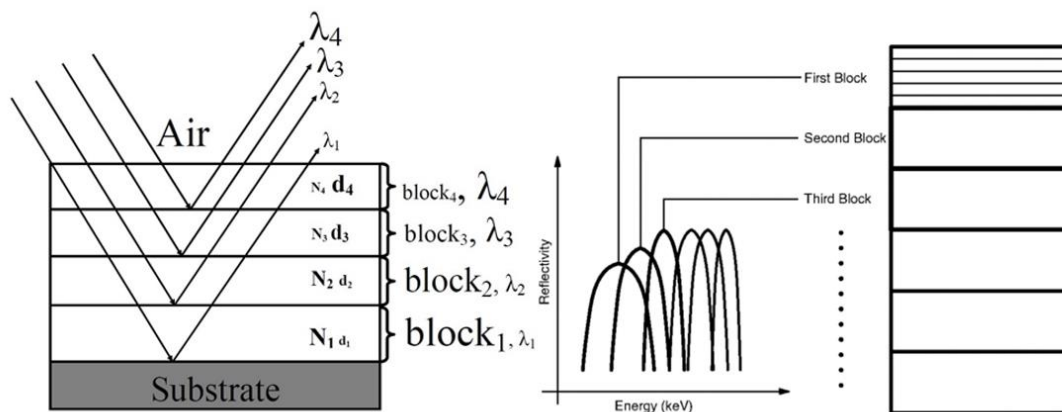


Рисунок 1.10 Принцип стекового метода [30-32].

Широкополосное зеркало рассматривается как комбинация нескольких периодических многослойных слоев с различной толщиной периода, каждый периодический многослойный слой называется стеклом (block на рисунке 1.10). Каждый стек имеет N периодов с определенной толщиной периода d [33].

Поскольку высокоэнергетическое излучение может проникать в материалы без значительных потерь на поглощение, то стек 1, соответствующий высокой энергии фотонов λ_1 , помещается на подложке первым. Затем стек 2, соответствующий меньшей энергии фотонов λ_2 . Такая процедура повторяется до фотонов с самой низкой энергией. То есть, чтобы уменьшить поглощение, устанавливается правило: $\lambda_4 > \lambda_3 > \lambda_2 > \lambda_1$, и $d_4 > d_3 > d_2 > d_1$, где d – толщина бислоя.

Подавляющее большинство статей касаются стековых структур для жесткого рентгеновского излучения, как например [34] (рис. 1.11).

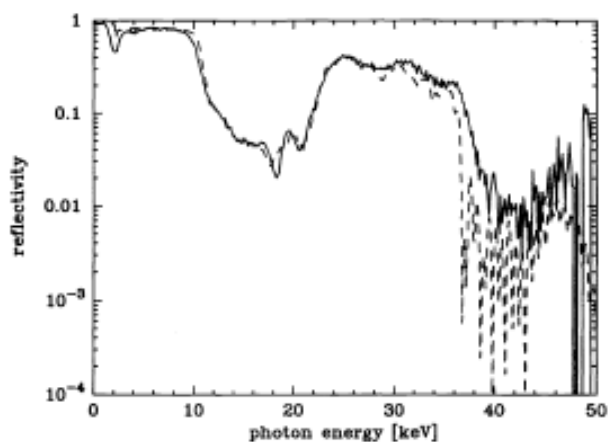


Рисунок 1.11. Широкополосное Pt/C стековое зеркало для жесткого рентгеновского диапазона. Рисунок взят из [34].

Что касается работ по СМЗ для МР и ЭУФ диапазона, то число их невелико.

В [35] приводится простейшее стековое зеркало, состоящее лишь из двух периодических структур:

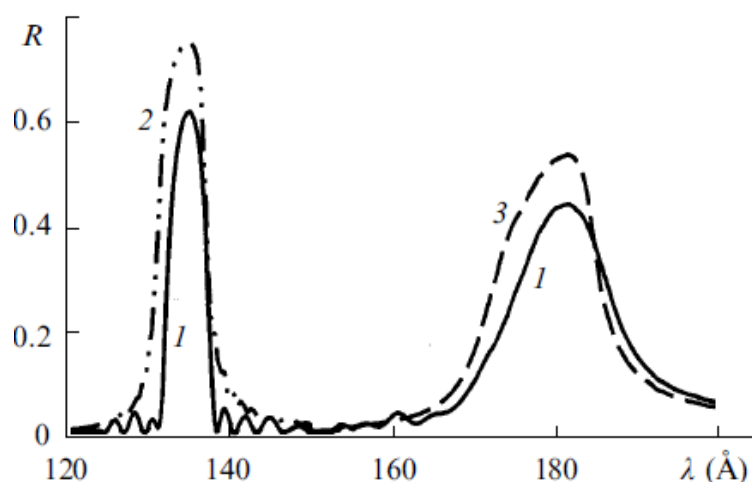


Рисунок 1.12. Зависимость коэффициента отражения от длины волны для простейшего стекового зеркала, состоящего из двух периодических зеркал (1). Также на графике приведены коэффициенты отражения двух аналогичных периодических зеркал (2, 3) [35].

Есть некоторое количество работ, посвящённое зеркалам, работающим в широком диапазоне углов, как например, в [36]. В [37] также приводится сравнение СМЗ (3 stack design) с аперидическим (stochastic design) и стандартным периодическим (standard design).

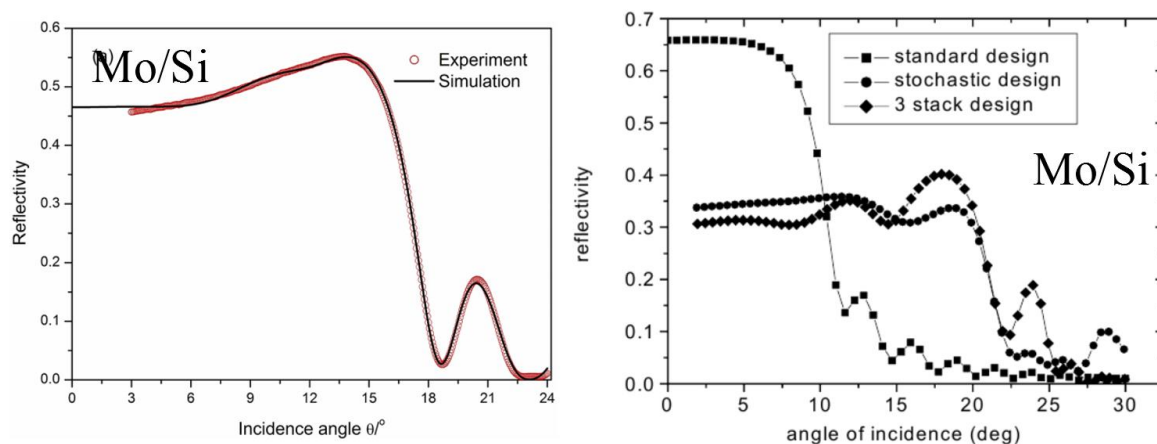


Рисунок 1.13. МЗ для работы в широком диапазоне углов из [36] (слева) и из [28] (справа)

Подробнее о стековом методе речь пойдет в главе 4.

1.3. Программное обеспечение для оптимизации широкополосных зеркал: IMD и Multifitting. Критерии отбора АМЗ для синтеза

Разработка аperiodической многослойной структуры, удовлетворяющей какому-либо наперед заданному критерию, называется задачей на оптимизацию АМЗ. Последовательность действий при ее решении в нашем случае выглядит следующим образом.

На первом этапе задается целевая функция F_{gf} для коэффициента отражения, зависящего от длины волны при постоянном угле падения излучения $R(\lambda, \theta_{const})$. Аналогично можно зафиксировать длину волны и рассматривать диапазон углов. Далее вводится норма отличия коэффициента отражения от F_{gf} (оценочный функционал F), подсчитываемая в области определения F_{gf} и рассматриваемая как функция N переменных. В качестве переменных в нашем случае выступают толщины слоев искомой структуры. Затем численным методом находится состав АМЗ. Состав ищется минимизацией функционала F :

$$F = \int [R(\lambda) - F_{gf}]^2 d\lambda \quad (1.17)$$

Функции F_{gf} и F выбираются исходя из характера решаемой задачи и определяют результат оптимизации. Исходными структурами для первого шага итерационной процедуры оптимизации как правило выбираются ПМЗ с максимумом отражения при длине волны, соответствующей середине диапазона целевого “плато”. Процесс оптимизации осуществляется с заданными реальными шероховатостями.

Оптимизация АМЗ производится при помощи генетического алгоритма (обычно Genetic Algorithm Binda [35]). На первом этапе алгоритма для каждого слоя периодической структуры задается случайное изменение толщины, генерируемое в пределах заданных интервалов толщин. Далее создается массив таких зеркал с измененными толщинами слоев. После этого для каждой вновь полученной структуры проверяется в соответствии целевому профилю. И по результатам проверки отбирается половина наиболее к нему приближенных. Непригодные структуры удаляются. Первоначальное число структур массива достраивается из оставшейся половины. По мере приближения кривой отражения к целевому профилю, изменения, вносимые в толщины слоев, изменяются от 20 (на первом шаге итерации) до 0.5% (на финальном шаге) для более тонкого приближения.

Обычно в результате расчета удовлетворяющими заданному критерию оказываются несколько реализаций структур: при оптимизации практически невозможно достичь глобального минимума и одним и тем же условиям будут удовлетворять несколько локальных минимумов.

На следующем этапе к полученным решениям применяется так называемая процедура фильтрации, в результате которой остаются лишь те структуры, которые проявляют большую

стабильность при случайных ошибках в слоях. Необходимость этой процедуры вызвана наличием случайных и детерминированных отличий толщин реальных слоев от расчетных значений в процессе роста АМЗ. Суть процедуры заключается в следующем. Рассматриваются удовлетворяющие заданному критерию реализации АМЗ с различным набором толщин:

$$M_0 \begin{pmatrix} d_1^0 \\ d_2^0 \\ d_3^0 \end{pmatrix} \quad M_1 \begin{pmatrix} d_1^1 \\ d_2^1 \\ d_3^1 \end{pmatrix} \quad M_2 \begin{pmatrix} d_1^2 \\ d_2^2 \\ d_3^2 \end{pmatrix} \quad \dots \quad M \dots \begin{pmatrix} \dots \\ \dots \\ \dots \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Моделируемая ошибка выбирается исходя из априорных данных о технологическом процессе синтеза.

$$\frac{\Delta_{\text{уст.}}}{10} \leq |\delta d_1| \leq \Delta_{\text{уст.}} \quad (1.19)$$

$$|\delta d_2|$$

$$|\delta d_3|$$

На следующем этапе каждой из удовлетворительных реализаций АМЗ с минимальным значением функционала (1.17) генерируется приращение для каждого слоя и оценивается степень ухудшения равномерности коэффициента отражения:

$$\widetilde{M}_0 \begin{pmatrix} d_1^0 + \delta d_1 \\ d_2^0 + \delta d_1 \\ d_3^0 + \delta d_1 \end{pmatrix} \quad \dots \quad \begin{cases} \|M_0 - \widetilde{M}_0\| \rightarrow 0 \\ \|M_1 - \widetilde{M}_1\| \rightarrow 0 \\ \|M_2 - \widetilde{M}_2\| \rightarrow 0 \end{cases} \quad (1.20)$$

Далее наиболее устойчивые к возмущениям структуры могут быть использованы в качестве начальных для повторения алгоритма или непосредственно для синтеза.

Программы IMD [36] и Multifitting [37] имеют очень схожий интерфейс и функционал.

В отличие от IMD Multifitting позволяет рассматривать число периодов в стеках как параметр для фиттинга, что делает возможным решение задачи оптимизации в классе стековых структур. Другим важным преимуществом «Multifitting» является возможность одновременной подгонки нескольких кривых отражения, например, полученных в жестком и мягком рентгеновском диапазонах. Кроме того, переходные слои представляются в виде линейной комбинации простейших функций, включая функцию ошибок, наилучшим образом описывающую шероховатость и step-функцию, описывающую стехиометрические слои в переходной области, например, силицид молибдена в случае Mo/Si многослойного зеркала. Обе программы будут применяться для оптимизации АМЗ в главах 2 и 4.

1.4. Выводы по главе 1

1. Несмотря на широкую область применения и перспективы, разработка и синтез широкополосных рентгеновских зеркал представляет собой сложную задачу, особенно с точки зрения синтеза. В главе 1 приведен литературный обзор методов оптимизации широкополосных зеркал. Из литературных данных следует, что алгоритм, учитывающий перемешивание материалов, барьерные слои, шероховатости на каждой границе обладает лучшим прогнозирующим потенциалом. Особую сложность вызывает учет переходных слоев при оптимизации структуры и использование реальных параметров тонких пленок. Стековый метод дает меньше простора для оптимизации (вследствие меньшего числа варьируемых параметров), однако более прост для синтеза.
2. Недостатки программы IMD устранены в программе Multifitting, дающей возможность оптимизировать стековые структуры, одновременной подгонки нескольких кривых отражения, например, полученных в жестком и мягком рентгеновском диапазоне. Приведенные стратегии оптимизации широкополосных рентгеновских зеркал и критерии отбора структур, обладающих наибольшей стабильностью при синтезе, нужно использовать при разработке дизайна широкополосных зеркал.

Глава 2. Влияние дефектов структуры АМЗ на спектральные и временные характеристики отраженных импульсов

В главе численно изучено влияние структурных несовершенств АМЗ, таких как межслоевая шероховатость, флуктуации толщин слоев и отличие от табличной плотности пленок Мо, на амплитуду и фазу комплексного коэффициента отражения АМЗ, а также на интенсивность, и длительность отраженного импульса. Эффекты рассмотрены на примере модельного Мо/Si АМЗ, предназначенного для сжатия chirпированного импульса со спектром, лежащем в диапазоне энергий фотонов 50-80 эВ. Обсуждаются вопросы оптимизации АМЗ с групповой задержкой, необходимой для сжатия chirпированных импульсов электромагнитного излучения фемтосекундной длительности. С использованием методов широкоугольной и малоугольной рентгеновской дифракции восстановлена зависимость плотности Мо от толщины слоя в периодических зеркалах Мо/Si, синтезированных методом магнетронного распыления в атмосфере аргона. Изучается микроструктура пленок молибдена и переходных областей, производится оценка размеров ОКР (размеров кристаллитов) по ширине дифракционных пиков (по построению Вильямсона-Холла и формуле Шеррера).

На примере смоделированного АМЗ Мо/Si для солнечной астрономии демонстрируется необходимость учета реальной плотности Мо и некорректность использования табличных значений плотности Мо даже для случая, когда необходимо добиться совпадения лишь амплитуды комплексного коэффициента отражения без наложения дополнительных условий на фазу.

Результаты, представленные в данной главе диссертационной работы, подробно описаны в авторских публикациях [A1, A4, A7, B1, B5].

2.1. Микроструктура и плотность пленок Мо в многослойных зеркалах Мо/Si

Решением задачи оптимизации АМЗ является набор толщин слоев материалов, составляющих его структуру. Однако для соблюдения достаточной точности необходимо на самом первом этапе процедуры оптимизации задавать реальные параметры моделируемых структур: учитывать случайный разброс толщин при напылении, шероховатость и отличие плотности материалов от табличных значений. В противном случае форма спектральной зависимости коэффициента отражения будет заметно отличаться от расчетной.

Таким образом, в качестве параметров в уравнения оптимизации должны входить индивидуальные для каждого слоя шероховатость и плотность. Обычно в АМЗ количество слоев может достигать сотен штук, а их толщины даже в одной структуре варьируются в

довольно широких пределах (по порядку величины от 1 до 10 нм). Можно ожидать, что физические характеристики пленок, в разы или даже на порядок различающихся по толщине, также будут различным. По крайней мере, степень кристаллизации металлических слоев должна существенно зависеть от их толщины, что, в свою очередь, влияет на плотность таких пленок и на состояние их поверхности, то есть на шероховатость. Ниже эти вопросы рассматриваются применительно к тонким пленкам молибдена в многослойных структурах типа Mo/Si.

Для описания характера изменения плотности Mo необходимо понимание условий роста и кристаллографической ориентации, особенно первых нескольких атомных слоев Mo. При помощи просвечивающей электронной микроскопии было показано [40], что слои Mo и Si разделены прослойками силицидов, состоящих из смеси Mo и Si разной конфигурации, что влияет на рост Mo. Силициды нужно учитывать также по той причине, что характер интерфейсов способен уменьшить отражательную способность на несколько процентов и исказить профиль коэффициента отражения [13]. Это недопустимо, особенно когда требуется, чтобы кривая отражения повторяла форму какого-либо целевого спектра. Так, например, предпринимались попытки создать АМЗ, зависимость коэффициента отражения которого повторял бы форму спектра ксеноновой плазмы [30]. В литературе приводится достаточно противоречивая информация о пороге кристаллизации молибдена в структурах типа Mo/Si, которая зависит от условий роста структур и их конкретной конфигурации. Определенные вопросы вызывает и зависимость плотности пленок Mo от толщины, приведенная, например, в [41], где исследовались структуры, состоящие лишь из трех слоев молибдена и кремния. Применительно к нашей задаче целесообразно рассматривать лишь структуры, состоящие из нескольких десятков слоев.

В статье [42] аморфно-кристаллический переход в слое Mo идентифицирован при толщинах слоев 2,8 нм, тогда как в [43] авторы сообщают о значении около 2 нм для метода магнетронного распыления и чуть больше для ионно-лучевого метода. Другие исследования представляют данные о значениях критической толщины 2,3 нм [28], 2,5 нм [40]. Согласно исследованию, проведенному в [44], специальные сглаживающие прослойки, например, В₄С, значительно изменяют толщину перехода от аморфной к кристаллической фазе – с 2 нм до 2,8 нм.

В наибольшей степени эта проблема исследована для Mo/Si зеркал, предназначенных для спектральной области в окрестности 13,5 нм. Однако эти исследования проведены в узком диапазоне толщин пленок молибдена. Для АМЗ диапазон толщин существенно шире. Это обстоятельство требует дополнительных исследований влияния толщины пленок молибдена на величину межслоевых шероховатостей и плотность молибдена в многослойных структурах

Mo/Si. В дальнейшем предполагается использование этих функций при оптимизации состава Mo/Si AMЗ. В заключении на примере решения прямой задачи иллюстрируется влияние зависимости плотности от толщины на спектральную зависимость коэффициента отражения Mo/Si AMЗ.

Для изучения изменения структурных характеристик Mo с толщиной была изготовлена серия ПМЗ Mo/Si с изменяемыми в диапазоне 1,6 – 6,9 нм толщинами Mo и относительно небольшими (3,3-4,3 нм) вариациями толщин Si.

Образцы на основе пар Mo/Si были синтезированы на установке магнетронного распыления, созданной в ИФМ РАН. Установка имеет 2 магнетрона. Откачка установки производится форвакуумным и турбомолекулярным насосами до давления остаточных газов $4-6 \times 10^{-5}$ Па. Распыление мишеней проходит в атмосфере Ag при давлении $\approx 1 \times 10^{-1}$ Па. Химическая чистота аргона составляет 99.99%. Мишени представляют собой диски диаметром 150 мм, толщиной 5 мм. Подложка находится на расстоянии 70 мм от мишеней и в процессе напыления совершает медленное вращение вокруг оси установки и быстрое – вокруг собственной оси. Дополнительно для обеспечения равномерности толщины напыляемых плёнок на уровне лучше 1% между магнетронами и подложкой установлены фигурные диафрагмы.

Кривые отражения от МЗ на длине волны 0.154 нм получены на двух лабораторных дифрактометрах: Philips X'Pert PRO MRD (Philips, Нидерланды, 2002 г.) и PANalitical X'Pert PRO MRD (PANalitical, Нидерланды, 2006 г.)

Источником рентгеновского излучения с длиной волны Cu K α 0.154 нм служит рентгеновская трубка (напряжение 60 кВ, ток 60 мА). Спектральная и угловая монохроматизация зондового пучка осуществляется с помощью четырехкристального монохроматора Ge (220). Образец устанавливается на стол с 6-ю степенями свободы, что позволяет изучать локально по всей поверхности как плоские, так и изогнутые по одной координате образцы.

Лабораторные измерения коэффициентов отражения МРЗ проводились на разработанном автором рефлектометре. Подробное описание данного рефлектометра и тестирование его базовых характеристик приведено в главе 3 настоящей работы.

Условия синтеза для всех образцов сохранялись одинаковыми, количество слоев структур также оставалось неизменным и равным 40. Образцы отличались только временем осаждения молибдена. В качестве подложек использовались кремниевые пластины для микроэлектронной промышленности с эффективной шероховатостью в диапазоне пространственных частот $0,024-65 \text{ мкм}^{-1}$ $\sigma_{\text{eff}}=0,3$ нм, измеренной методами атомно-силовой

микроскопии и малоуглового отражения рентгеновского излучения с использованием оборудования и методов, описанных в [46]. Основные характеристики Mo/Si ПМЗ, такие как величина периода d , толщины пленок кремния h_{Si} и молибдена h_{Mo} , межслоевые шероховатости на границах изучались методом малоугловой дифракции рентгеновских лучей. Для моделирования кривых отражения использовалось программное обеспечение IMD и Multifitting.

Для уменьшения числа параметров и, соответственно, повышения точности подгонки, из вида кривой отражения, для дальнейшей обработки отбирались образцы, у которых отсутствовали флуктуации и систематические изменение периода (степень структурного совершенства оценивалась по отсутствию уширения брэгговских пиков отражения). В программе IMD параметрами подгонки выступали период, толщины пленок в периоде h_{Si} и h_{Mo} , межслоевые шероховатости на различных границах и плотность молибдена. Плотность кремния оставалась табличной.

Были исследованы 11 образцов. Число периодов для всех структур $N=40$. На рис. 2.1 приведен пример подгонки для ПМЗ Mo/Si «SG-123». Сплошная линия соответствует теоретическому расчету для модельной структуры, символы – экспериментальные точки, результат малоугловой рентгеновской дифракции. Обращает на себя внимание высокая степень соответствия первого и второго.

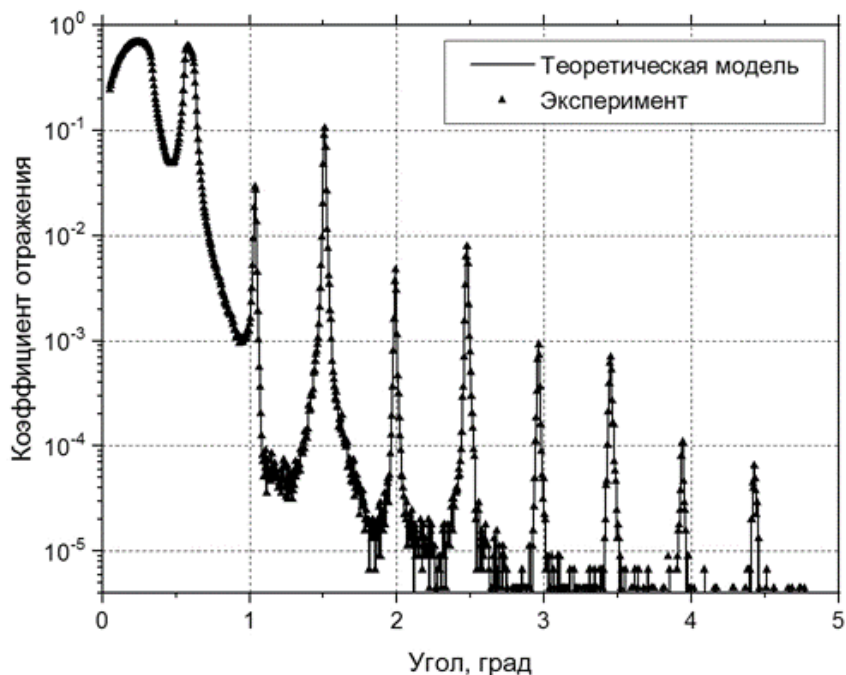


Рисунок 2.1. Пример измерений малоугловой рентгеновской дифракции для ПМЗ Mo/Si «SG-123». Точки – экспериментальные данные, прямая линия – результат теоретической подгонки.

В таблице 2.1 приведены восстановленные по данным малоугловой дифракции основные параметры зеркал.

Таблица 2.1. Основные параметры исследуемых структур Mo/Si, восстановленные методом подгонки результатов малоугловой рентгеновской дифракции.

Образец	h_{Mo} , нм	h_{Si} , нм	d , нм	ρ_{Mo} , г/см ³
SG-89	1,65	3,85	5,5	8,07
SG-96	1,90	3,96	5,86	8,18
SG-92	2,20	3,65	5,89	8,27
SG-93	2,40	4,1	6,5	8,38
SG-90	2,60	3,85	6,45	8,78
SG-94	2,75	3,96	6,71	8,99
SG-91	3,55	3,95	7,5	9,40
SG-122	4,05	3,7	7,75	9,61
SG-123	4,70	4,3	9	9,81
SG-124	5,40	3,95	9,35	10,02
SG-127	6,90	3,36	10,26	10,07

Как видно из рис. 2.2, до толщины молибдена $h_{Mo}=2,9$ нм наблюдается резкий рост плотности, до 0,9 от табличного значения, который сменяется плавным изменением, с последующим выходом на асимптотику 1 (табличная плотность (при н. у.) 10,22 г/см³).

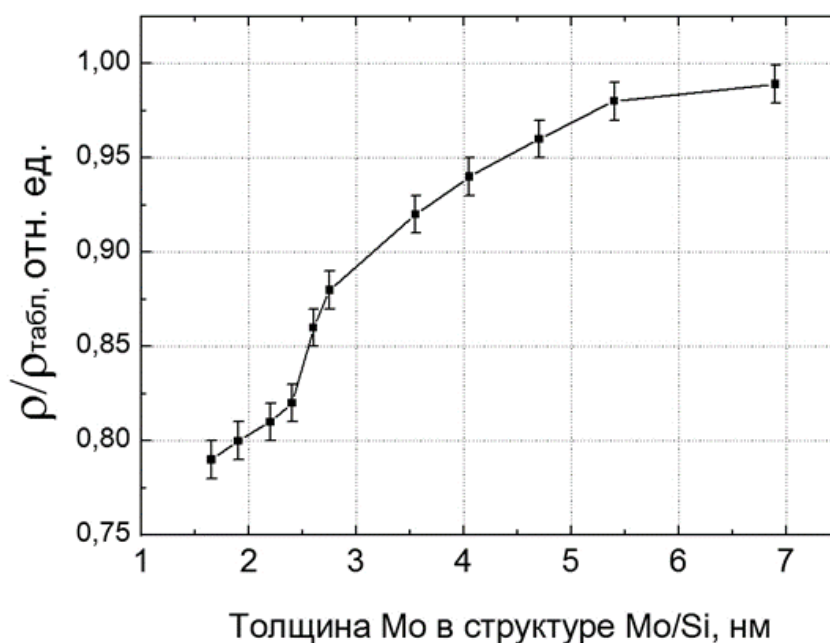


Рисунок 2.2. Зависимость плотности Mo от толщины слоя в ПМЗ Mo/Si.

Полученная зависимость плотности свидетельствует об изменении микроструктуры пленок Мо по мере увеличения их толщины.

Микроструктура пленок молибдена и переходных областей изучалось с помощью широкоугольной рентгеновской дифракции.

Для определения межплоскостных расстояний Мо и степени его кристаллической структуры применялась широкоугольная рентгеновская дифракция с использованием дифрактометра Bruker D8 Discover [47]. Эксперимент по съемке дифрактограмм проводился в геометрии скользящего падения. Угол падения излучения на образец фиксирован и составлял 2 градуса. На первичном пучке использовалось параболическое зеркало Гёбеля и щель 0,6 мм. Дифрактограммы записывались сканированием детектором с щелью Соллера (апертура 0,2 градуса) по углу дифракции 2θ . Шаг сканирования - 0,15 градуса, время накопления в точке - 6 секунд.

Наиболее часто применяемым методом определения параметров наноструктуры является анализ интегральной ширины дифракционных линий. В общем случае для отдельно взятого пика заранее не ясно, чем вызвано его уширение, так как к увеличению ширины линии могут приводить либо микродеформации кристаллической решетки, либо уменьшение областей когерентного рассеяния. Разделять эти эффекты можно, опираясь на различную зависимость интегральной ширины пиков (или полуширины) от угла отражения: интегральные ширины дифракционных пиков при малых размерах ОКР увеличиваются при возрастании угла отражения обратно пропорционально $\cos \theta$, а при наличии микродеформаций уширение растет прямо пропорционально $\tan \theta$.

В данной работе использовался метод построения Вильямсона-Холла [48], достоинствами которого являются простота, а также возможность получать усредненные значения размеров ОКР и микродеформаций по формуле:

$$\beta \cos \theta = \frac{\lambda}{D} + 4 \varepsilon \sin \theta, \quad (2.1)$$

где β – уширение дифракционного максимума, λ – длина волны используемого излучения, D – размер ОКР, θ – Брэгговский угол, ε – величина микроискажений кристаллической решетки.

Для более точного анализа ширины линий использовалась процедура аппроксимации аналитическими функциями с подгоняемыми параметрами (функция «псевдо-Войта»), чтобы наилучшим образом описать индивидуальные профили.

Если провести прямую через серию экспериментальных значений, то угол наклона будет пропорционален величине ε , а пересечение графика с осью ординат – обратно пропорционально D .

Однако, на практике такое построение не всегда возможно – иногда удается идентифицировать лишь один характерный максимум. В таком случае возникает вынужденная необходимость использовать формулу Шеррера:

$$D = \frac{\lambda}{\beta \sin \theta}, \quad (2.2)$$

где D – эффективный размер кристаллита, который зависит от его формы и направления $[hkl]$ и связан с истинным размером через константу, β – интегральная ширина линии.

На рис. 2.3 представлен результат таких измерений для образца Mo/Si с толщинами молибдена и кремния 3,55 нм и 3,95 нм, соответственно.

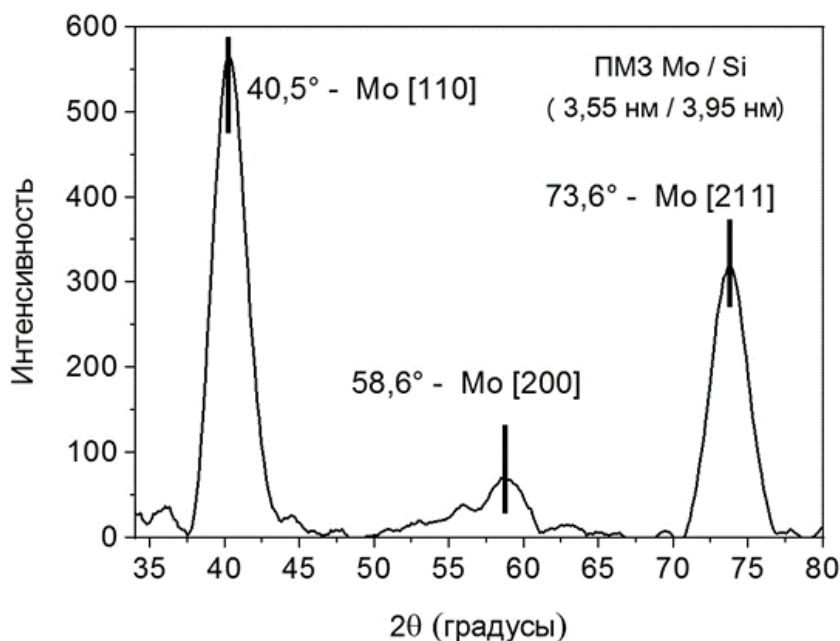


Рисунок 2.3. Участок дифрактограммы $2\theta=35-80^\circ$ для многослойной структуры Mo/Si (толщина Mo = 3,55 нм, толщина Si = 3,95 нм) .

Отметим хорошо разрешимые пики, соответствующие поликристаллической фазе Mo, пики хорошо совпадают с табличными значениями. Из построения Вильямсона-Холла, рис. 2.4, следует, что существенных деформаций элементарной ячейки нет.

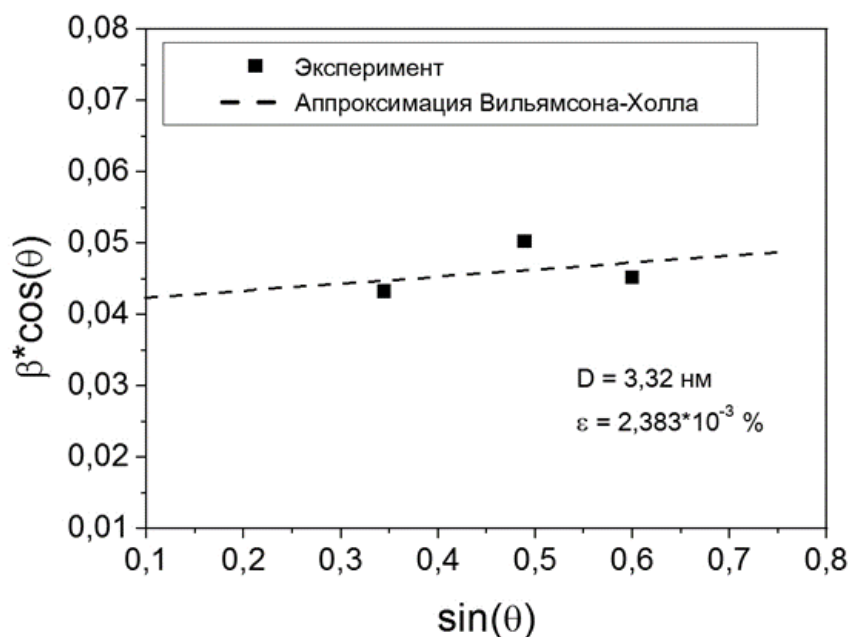


Рисунок 2.4. Построение Вильямсона-Холла для многослойной структуры Mo/Si (толщина Mo = 3,55 нм, толщина Si = 3,95 нм) .

На рис. 2.5 (а) представлена эволюция пиков для рассматриваемых образцов. Следует заметить, что начиная с толщин Mo около 2,4 – 2,5 нм наблюдается резкий рост пика на $40,5^\circ$ и появление нового на $73,6^\circ$ - Mo [211]. Для большей наглядности на рис. 2.5 (б) приведены характерные изменения дифрактограммы, соответствующие толщинам молибдена 1,65 нм и 3,55 нм. При достаточно большой толщине Mo ясно различимы 3 пика, соответствующие Mo [110], Mo [200] и Mo [211], свидетельствующие о большой доле кристаллического Mo. Из-за недостаточного разрешения невозможно явно выделить пики, соответствующие отдельным силицидам, однако можно сделать вывод о сложном характере переходного слоя, состоящем из смеси Mo и Si разной концентрации. При малой толщине Mo наблюдается лишь один слабый пик Mo [110].

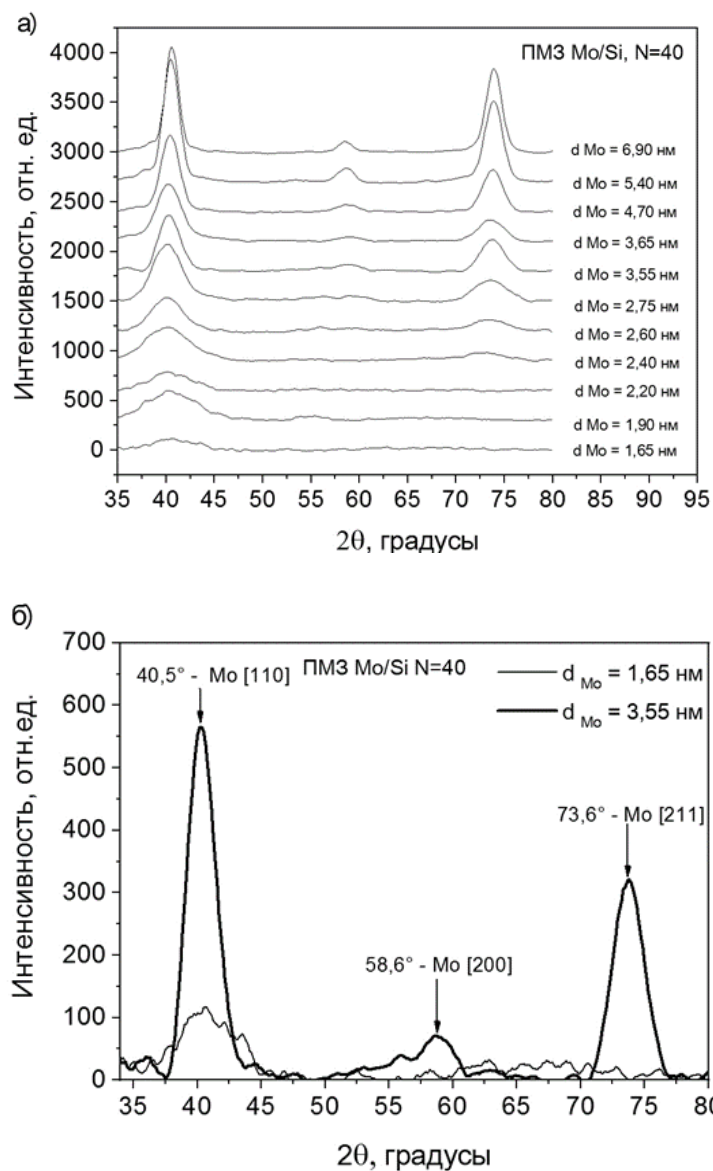


Рисунок 2.5. Участок дифрактограммы $2\theta=35 - 80^\circ$ для многослойной структуры Mo/Si (а) и сравнение дифракционных пиков Mo для сильно отличающихся толщин пленок Mo (б).

Рентгенограммы показывают, что нанокристаллы Mo начинают расти с преимущественной ориентацией [110]. Размеры зерен (определены по уравнению Шеррера) чуть больше ширины переходной области и очень близки к толщине слоя Mo.

Оценка размеров областей когерентного рассеяния - ОКР (размеров кристаллитов) по ширине дифракционных пиков (по построению Вильямсона-Холла и формуле Шеррера) дает результаты, приведенные на рис. 2.6.

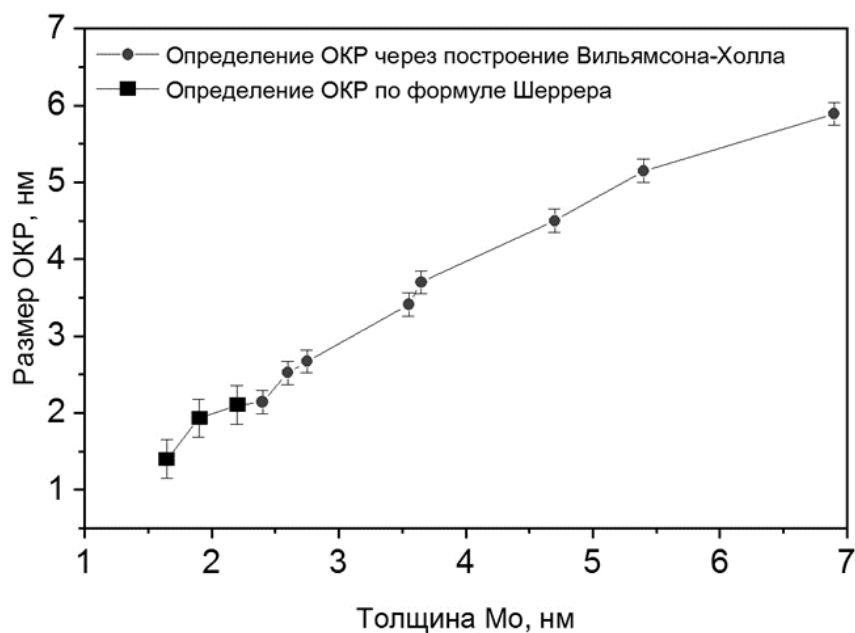


Рисунок 2.6. Оценка размеров ОКР по построению Вильямсона-Холла и формуле Шеррера для многослойных структур Mo/Si (толщина Si = 4 нм, толщины Mo = 1,65 – 6,9 нм).

Полученные данные хорошо коррелируют с результатами более ранних работ, в частности [43], где сообщается о существовании сложного силицида молибдена ниже толщины 2,5 нм.

Подводя итог, можно отметить, что в данном разделе проведено исследование влияния толщины пленок молибдена в Mo/Si ПМЗ на плотность пленок. Исследование проведено в широком диапазоне толщины пленок молибдена. Методами широкоугольной дифракции прослежены изменения как микроструктуры самих пленок молибдена, так и фазового состава переходных областей. В целом, при характерных толщинах молибдена 1-4 нм, наблюдаемые нами основные физические процессы хорошо коррелируют с литературными данными. Новизной данного исследования стало то, что эти исследования расширены в область больших толщин Mo. Оказалось, что и в этой области наблюдаются изменения микроструктуры Mo пленок и интерфейсов. В частности, монотонно увеличивается размер кристаллитов, на интерфейсе формируется стехиометрический силицид $MoSi_2$.

Основным результатом данного исследования, имеющим непосредственное отношение к расчету и изготовлению АМЗ, является полученная зависимость от толщины молибдена плотность пленок. Ниже приведены толщины слоев оптимизированного на максимальную равномерность АМЗ Mo/Si. Данное зеркало рассматривается как кандидат для использования в обсерватории «Кортес» [2] и обеспечивает равномерное отражение в интервале 24 – 29 нм. Следует заметить, что данная структура содержит толщины слоев Mo как ниже, так и выше уровня аморфно-кристаллического перехода, что должно сказываться на виде кривой отражения.

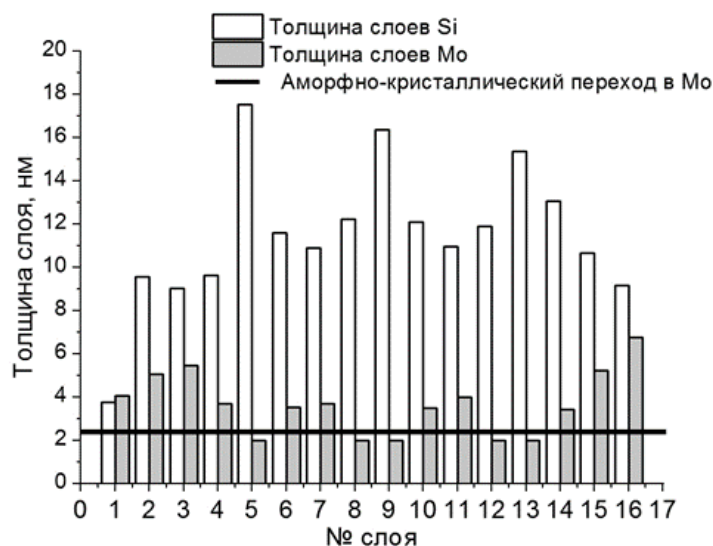


Рисунок 2.7. Толщины слоев смоделированного АМЗ Мо/Si.

Для демонстрации этого эффекта структура описанного выше АМЗ Мо/Si была скорректирована – табличное значение плотности Мо было заменено на установленные значения соответственно для толщины каждого слоя индивидуально и решена прямая задача (зависимость помечена квадратами на рисунке 2.8).

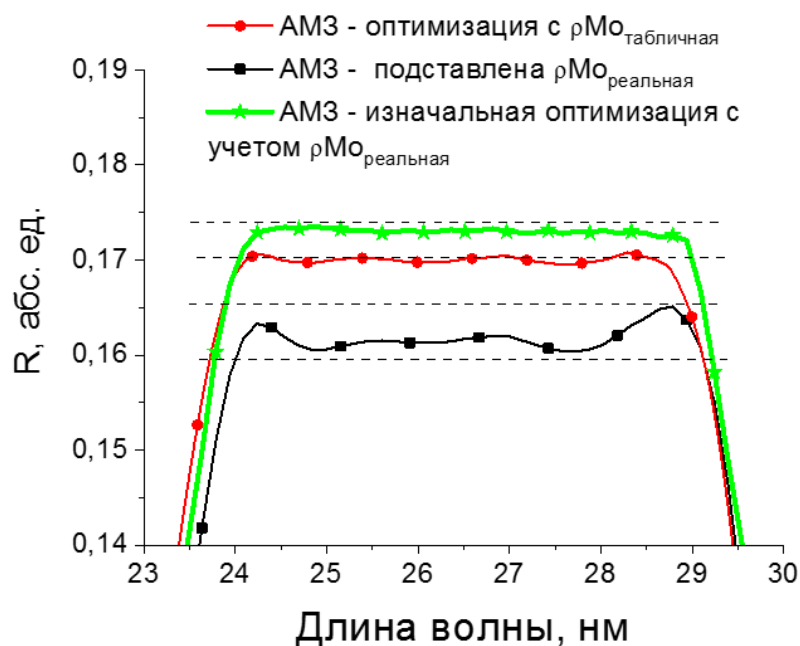


Рисунок 2.8. Профиль отражения АМЗ, оптимизированного с табличными значениями плотности Мо (кружки). Искажение целевого профиля коэффициента отражения АМЗ из-за отличия реальных плотностей пленок Мо от табличного значения для объемного материала (квадраты). Результат оптимизации АМЗ изначальным учетом реальной плотности Мо (звездочки)

Как результат, заметное ухудшение равномерности отражательной способности и уменьшение ее абсолютного значения (по сравнению с кривой, помеченной кружками).

Далее процедура оптимизации была запущена заново, но сразу задавались реальные значения плотности, что положительно сказалось на коэффициенте отражения зеркала.

Таким образом, в данном разделе показана необходимость учета реальных плотностей пленок, зависящих от толщины пленок при оптимизации толщин пленок в АМЗ.

2.2. Влияние структурных дефектов аперiodических многослойных зеркал на свойства отраженных фемто- и аттосекундных импульсов

Описанное в разделе 2.1 влияние дефектов структуры на искажение кривой отражения АМЗ, предназначенного для солнечной астрономии, усугубляется для АМЗ, применяемых для фемто- и аттооптики, т.к. в этом случае важно соответствие целевой функции не только амплитуды, но и фазы комплексного коэффициента отражения. В этом разделе речь пойдет о влиянии дефектов структуры на АМЗ для фемтооптики, а также на спектральные и временные параметры отраженных фемтосекундных импульсов электромагнитного излучения.

2.2.1. Особенности АМЗ для аттооптики

В последнее время, в связи с прогрессом в развитии мощных фемтосекундных лазеров, наблюдается интерес к генерации (суб)фемтосекундных и аттосекундных импульсам электромагнитного излучения. Такие импульсы, например, могут генерироваться при когерентной генерации высоких гармоник лазерного излучения [1], при когерентном взаимодействии лазерного излучения с релятивистскими пучками заряженных частиц, при взаимодействии фемтосекундных пучков лазерного излучения с твердым телом. Так как длительность импульсов становится соизмерима со временем обращения электронов в атоме, временам межатомных, внутриатомных, а в ряде случаев и внутриядерных, переходов – это излучение предоставляет уникальный инструмент для изучения быстропротекающих процессов [49].

Другим, не менее актуальным приложением аттоимпульсов является задача получения сверхмощных полей в электромагнитной волне и, соответственно, плотности мощности. Как показали оценки в [50], даже с использованием относительно маломощного по пиковой мощности лазера на свободных электронах FLASH [51] с длительностью импульса 250 фс и энергии в импульсе всего 1,4 мДж на длине волны 13,5 нм с использованием многослойных зеркал нормального падения можно достигать плотности мощности в пятне фокусировки больше 10^{21} Вт/см². Это достигается за счет нанофокусировки (дифракционный предел

диаметра пятна фокусировки в области 10 нм примерно на 2 порядка, соответственно площадь – на 4 порядка меньше, чем в ИК диапазоне) и короткой длительности импульса. В современных мощных лазерах энергия в импульсе достигает Джоулевого уровня, а длительность импульса приближается к единицам фемтосекунд [50-52]. С учетом эффективной трансформации энергии лазерных импульсов в энергию (суб)фемтосекундных и аттосекундных импульсов [53], можно ожидать достижение плотностей мощности фокусировки уже на современном уровне развития техники генерации (суб)фемто- и аттосекундных импульсов на 6-7 порядков до 10^{28} Вт/см², что становится близким к пороговой плотности мощности “пробоя” вакуума. Для успешного решения этих задач необходимо решить проблему управления такими импульсами (транспортировка пучков, коллимация и фокусировка, спектральный анализ, управление спектром и др.). Так как спектральная ширина Δf импульса длительностью t_0 удовлетворяет условию $\Delta f \geq 1/t_0$, то его спектр лежит в области ЭУФ и мягкого рентгеновского МР излучения. Для диапазона времен 1-100 ас. частоты лежат в диапазоне 10^{16} - 10^{18} Гц, соответственно длины волн 0,3-30 нм. В ряде работ было показано, одними из самых эффективных оптических элементов для решения этих задач являются периодические и аperiodические многослойные зеркала (ПМЗ и АМЗ) [54-57]. Причем выбор типа многослойного зеркала определяется как длительностью, так и несущей частотой импульса, например, в [60] было показано, что при длительности импульсов менее 1 фс и несущей частоте, соответствующей энергии кванта 77,6 эВ спектр импульса становится шире спектра отражения ПМЗ Mo/Si, и эффективность отражения от такой структуры начинает падать. Поэтому для большинства приложений представляют интерес АМЗ, у которых спектральная зависимость коэффициента может быть расширена в несколько раз, по сравнению с ПМЗ.

Однако само по себе обеспечение широкого спектра отражения не решает проблему отражения коротких импульсов без искажения их частотных и временных характеристик. При прохождении излучения через многослойное зеркало, вследствие дисперсии оптических констант различные спектральные компоненты проникают на различную глубину (как правило, высокочастотные проникают глубже в структуру), что приводит к дополнительной разности фаз между отраженными спектральными компонентами. Следствием этого является “расплывание” импульса. Поэтому при оптимизации состава АМЗ, предназначенного для управления импульсом с заданными характеристиками, необходимо учитывать не только амплитуду, но и фазу каждой отраженной спектральной компоненты. Расчеты АМЗ для отражения (суб)фемто- и аттосекундных импульсов посвящено большое число работ. Расчеты выполнялись для импульсов как с фиксированной, так и с переменной (чирпированные импульсы) несущей частотой. В первом случае ставится задача сохранения

неизменной формы отраженного импульса, для чего целевыми функциями выбирались равенство амплитуд и фаз коэффициентов отражения для всех спектральных компонентов. Для chirпированных импульсов, у которых несущая частота в пределах огибающей изменялась по определенному закону [5], задачей ставилось укорочение длительности импульса. Поэтому, при формировании целевой функции на амплитуду и фазу коэффициента отражения, использовались дополнительные условия, которые будут рассмотрены ниже.

Главным недостатком отмеченных выше работ является то, что расчеты выполнены для АМЗ с идеальными структурными параметрами: нулевая межслоевая шероховатость, табличные плотности и номинальные толщины пленок. На практике эти условия не выполняются. Использование строения АМЗ, полученного без учета шероховатости и реальных плотностей материалов пленок на практике приводит к сильному искажению спектральной зависимости коэффициента отражения по сравнению с требуемой.

2.2.2. Методика расчета АМЗ для сжатия chirпированных импульсов

Метод расчета формы отраженного импульса основан на преобразованиях Фурье. Сначала падающая волна посредством прямого преобразования Фурье преобразуется в спектр. Затем спектр умножается на комплексный коэффициент отражения зеркала, а далее при помощи обратного преобразования Фурье находится отраженный импульс.

В настоящее время в прямом доступе отсутствует программное обеспечение, позволяющее рассчитать состав оптимальной структуры, для заданной формы отраженного импульса. Поэтому, вслед за авторами [60], для решения этой задачи задавались две целевые функции: профили амплитуды и фазы коэффициента отражения для каждой спектральной компоненты. Для расчета использовалась программа IMD. На первом этапе в качестве целевого профиля для амплитуды коэффициента отражения задавался отрезок прямой линия (плато), ограниченный энергиями фотонов E_{\min} (50 эВ) и E_{\max} (80 эВ), а в качестве подгоночных параметров использовались толщины слоев в АМЗ. Расчеты были сделаны для Mo/Si АМЗ, наиболее часто используемого в ЭУФ диапазоне. В качестве параметров выступало число периодов (бислоев) в образце. Первый от подложки элемент – кремний, верхний – молибден. Исходной для первого шага являлось ПМЗ Mo/Si с максимумом отражения при частоте ω_0 , соответствующей середине рассматриваемого диапазона.

На следующем этапе в качестве второго целевого профиля задавалась квадратичная зависимость фазы амплитудного коэффициента отражения от энергии фотонов. Как было показано в [5] квадратичная зависимость фазы от энергии позволяет подобрать параметры АМЗ таким образом, что отраженный импульс будет сжат по времени, по сравнению с падающим. При этом степень сжатия может достигать порядка величины.

После оптимизации фазы у структуры искажалось плато коэффициента отражения. Поэтому следующим шагом была корректировка плато. Исходной для этого шага являлась структура, полученная на предыдущем этапе. После каждого цикла оптимизации состава АМЗ по коэффициенту отражения и фазе с использованием Фурье преобразования проверялась форма отраженного импульса. Процедура оптимизации амплитуды и фазы коэффициента отражения повторялась до тех пор, пока длительность отраженного импульса достигала либо заданного значения, либо переставала изменяться.

Для определенности рассмотрим задачу сжатия импульса длительностью 1 фс и интенсивностью I_0 , представленного на рис. 2.9.

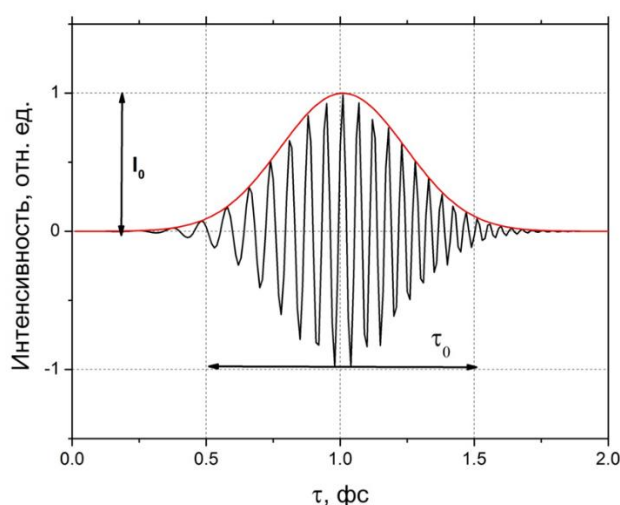


Рисунок 2.9. Начальный гауссов чирпированный импульс с интенсивностью I_0 и длительностью τ_0 . Длительность импульса определяется по уровню 10% от максимальной величины интенсивности.

Рассмотрим случай, когда в гауссовом импульсе фаза волны изменяется во времени по квадратичному закону, т.е.

$$E(t) = E_0 \exp(-\Gamma t^2 + i(\omega_0 t - at^2)), \quad (2.3)$$

где форма огибающей определяется длительностью t_0 , взятой по уровню 10% от максимума интенсивности импульса и коэффициентом $\Gamma = t_0^{-2}$ и a - параметр чирпа. В данном случае $t_0 = 1$ фс и $a = 10$ фс⁻².

Итогом стала рассчитанная структура, которая максимально соответствовала обоим целевым профилям. На рис. 2.10 представлены распределения толщин слоев Mo и Si для этого АМЗ в зависимости от номера слоя (нумерация ведется от поверхности к подложке).

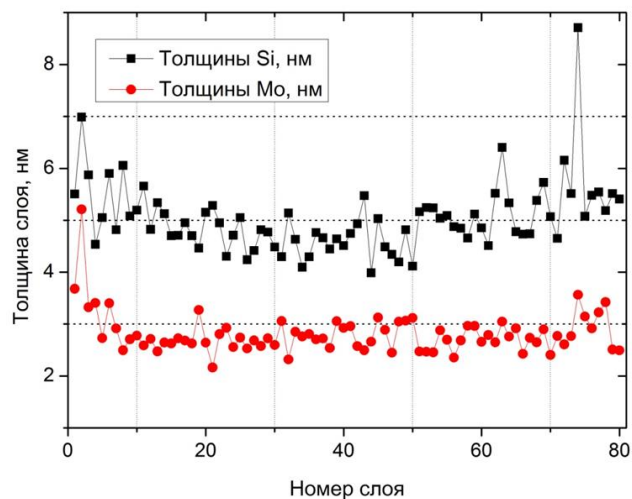


Рисунок 2.10. Толщины слоев Mo и Si для оптимизированного АМЗ.

Толщины слоев Mo и Si находятся в диапазонах 2,1 – 5,2 нм и 3,9 – 8,7 нм, число бислоев – 80. На рис. 2.11 представлены спектры квадрата амплитуды и фазы коэффициента отражения “идеального” (без структурных дефектов) АМЗ Mo/Si, рассчитанные вышеуказанным способом.

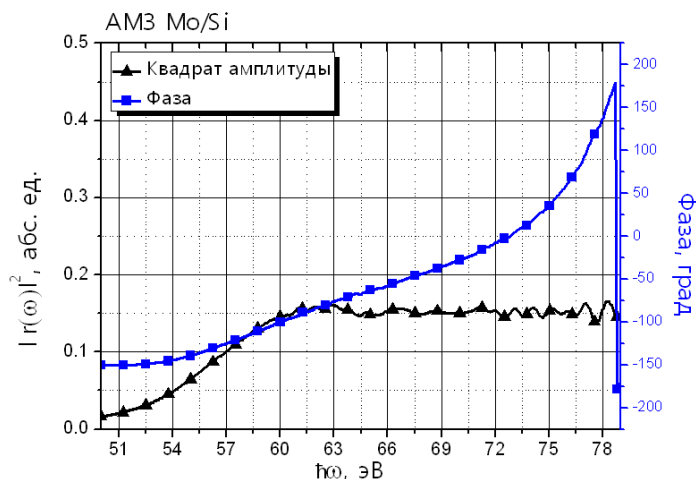


Рисунок 2.11. Квадрат амплитуды и фаза коэффициента отражения АМЗ Mo/Si, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в области 60-80 эВ, и на сжатие chirпированного импульса.

Как видно из рисунка, средний коэффициент отражения составил около 15%, при этом плато коэффициента отражения сильно исказилось в области низких энергий. Вид фазы коэффициента отражения приближен к квадратичной зависимости от энергии.

Сравнение падающего и отраженного от такого АМЗ импульсов приведено на рис. 2.12.

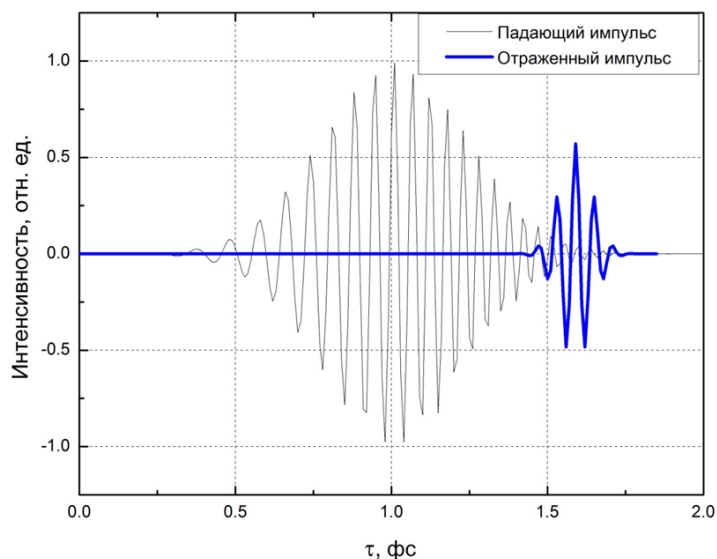


Рисунок 2.12. Сравнение падающего и отраженного от идеального АМЗ импульсов.

При падении на зеркало импульса длительностью 1 фс и интенсивностью I_0 отраженный импульс имеет интенсивность, равную $0,57 I_0$ и длительность - 0,24 фс. Таким образом, даже при среднем энергетическом коэффициенте отражения 15% за счет сжатия длительности в 4 раза отраженный импульс имеет 57% интенсивности от падающего. При этом плотность мощности возросла более чем в 2 раза.

2.2.3. Влияние структурных дефектов АМЗ на характеристики отраженного импульса

В реальных условиях невозможно создать АМЗ с идеальной структурой. На практике неизбежно будет присутствовать случайное отклонение толщин слоев (флуктуации) от расчетных значений. Кроме того, в реальной многослойной структуре присутствует межслоевая шероховатость, а пленки имеют плотность, отличную от табличной. Как уже отмечалось, в [62] рассматривалось влияние детерминированных и случайных отклонений толщин пленок от номинальных значений, и межслоевых шероховатостей на спектральные зависимости коэффициентов отражения АМЗ, и было показано, что эти дефекты влияют заметным образом на вид спектральной кривой отражения, и должны учитываться при расчете состава АМЗ. В данном разделе рассматривается влияние таких дефектов внутренней структуры АМЗ, как плотности пленок молибдена, межслоевые шероховатости и флуктуации толщин на амплитудно-фазовые характеристики коэффициента отражения и, на интенсивность и длительность отраженных импульсов.

Влияние шероховатости

Величины среднеквадратичной шероховатости для периодических зеркал Mo/Si, оптимизированных на ЭУФ диапазон хорошо изучены [13, 28]. Практически все исследования показывают, что шероховатость границы Mo-on-Si составляет 1,2 нм, а границы Si-on-Mo – 0,6 нм. В дальнейших расчетах были использованы эти значения.

На рис. 2.13а и рис. 2.13б приведены расчетные спектральные зависимости квадратов амплитуды и фаз коэффициентов отражения для АМЗ, толщины слоев которого приведены на рис. 2.11. Кривые с квадратными символами соответствуют случаю нулевой шероховатости. Кривые с круглыми символами рассчитаны с учетом шероховатостей границ Mo-on-Si 1,2 нм и Si-on-Mo 0,6 нм.

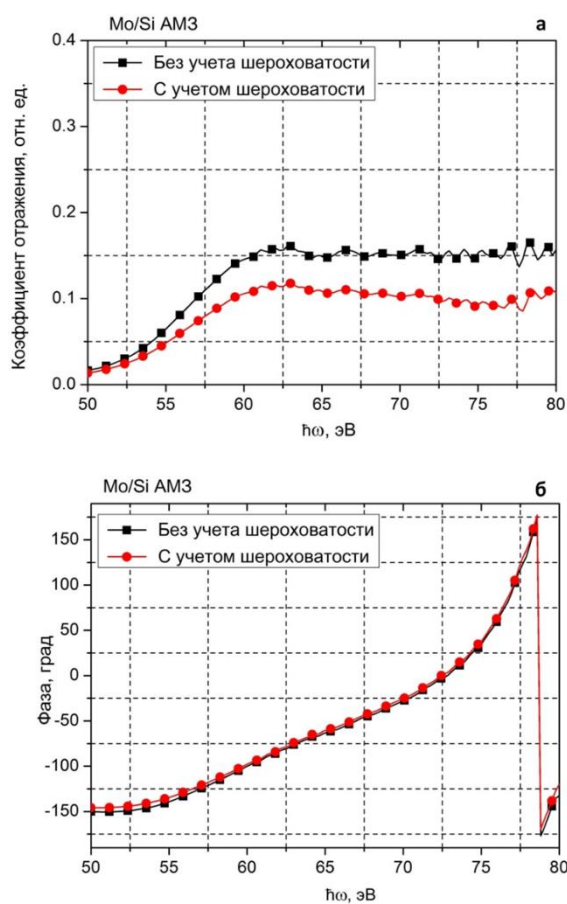


Рисунок 2.13. Влияние межслоевой шероховатости (Si-on-Mo 0,6 нм, Mo-on-Si 1,2 нм) на квадрат амплитуды (а) и фазу (б) комплексного коэффициента отражения АМЗ.

Как видно из рис. 2.13а, в хорошем соответствии с расчетами, приведенными в [60], шероховатость приводит как к снижению коэффициента отражения, так и к искажению формы спектральной зависимости коэффициента отражения. При этом шероховатость, как следует из рис. 2.13б, оказывает незначительное воздействие на фазу коэффициента отражения.

Таблица 2.2. Влияние шероховатости, случайного разброса толщин слоев и отличной от табличной плотности M_0 на основные параметры отраженного импульса.

	Интенсивность	Длительность
Идеальная структура	$0,57 I_0$	0,24 фс
Влияние шероховатости	$0,39 I_0$	0,28 фс
Влияние случайного разброса толщин	$0,37 I_0$	0,35 фс
Влияние плотности M_0	$0,33 I_0$	0,31 фс

Отраженный импульс при этом имеет чуть большую длительность и в полтора раза меньшую интенсивность по сравнению с импульсом, отраженным от идеальной структуры: $0,39 I_0$ и 0,28 фс, соответственно (таблица 2.2).

Таким образом, шероховатость в наибольшей степени влияет на интенсивность отраженной волны и, в существенно меньшей степени, примерно на 17%, удлиняет импульс.

Влияние флуктуаций толщин пленок

Вторым фактором, влияющим на параметры отраженного импульса, являются случайные ошибки (флуктуации) толщин пленок в АМЗ вокруг номинальных значений. Практика показывает, что в случае использования технологии магнетронного распыления к случайным ошибкам приводят флуктуации напряжений на магнетронах и токов разряда, а также давления рабочего газа.

Для имитации данного эффекта при расчетах в программе IMD используется функция следующего вида:

$$z'_j = z_j + \delta z \cdot \text{RANDOM}(\text{seed}),$$

где z_j – номинальная толщина j -го слоя, оператор $\text{RANDOM}(\text{seed})$ подчиняется нормальному распределению со средним значением равным нулю и единичным стандартным отклонением, параметр $\delta z = 0,1$ нм (значения, характерные для напыления ПМЗ методом магнетронного распыления). Значения среднеквадратической шероховатости межслоевых границ полагались равными нулю.

На рисунках 2.14а и 2.14б приведены результаты расчета влияния флуктуаций толщин слоев на амплитудно-фазовые характеристики коэффициентов отражения АМЗ. Для наглядности, на рисунках представлены характерные (выбранные из двухсот) реализации, соответствующие выпадающим кривым и случаю максимальной плотности кривых. Средней реализации соответствует кривая с квадратными символами. Поскольку вероятность

реализации крайних, наиболее влияющих на спектр, вариантов мала, для анализа влияния флуктуаций толщин на параметры отраженного сигнала мы взяли именно средний случай.

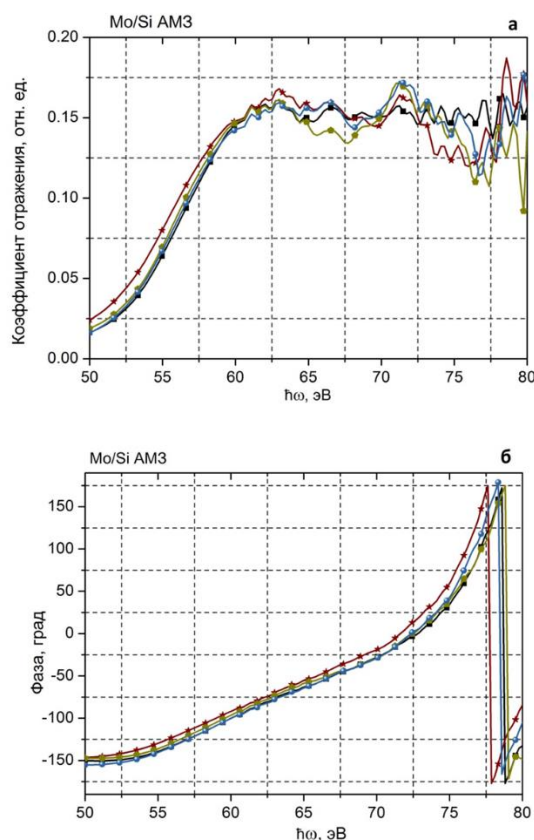


Рисунок 2.14. Влияние флуктуаций толщин пленок на амплитудно-фазовые характеристики коэффициента отражения АМЗ. Приведены характерные реализации, соответствующие типичным полученным кривым для случая максимальной плотности M_0 . Средней реализации соответствует кривая с квадратными символами.

Стоит отметить, что флуктуации толщин существенно влияют как на амплитуду, так и на фазу комплексного коэффициента отражения, что в итоге сказывается на интенсивности и длительности отраженного импульса: $0,37 I_0$ и $0,35$ фс, соответственно (таблица 2.2). Данный факт позволяет заключить, что эффект флуктуаций толщин играет более существенную роль нежели шероховатость, особенно на длительность отраженного импульса.

Строго говоря, уровень 10% от максимума интенсивности для отраженного импульса достигается при нескольких значениях τ – настолько сильно расплывается во времени сигнал. Этот факт можно наблюдать на рис. 2.15.

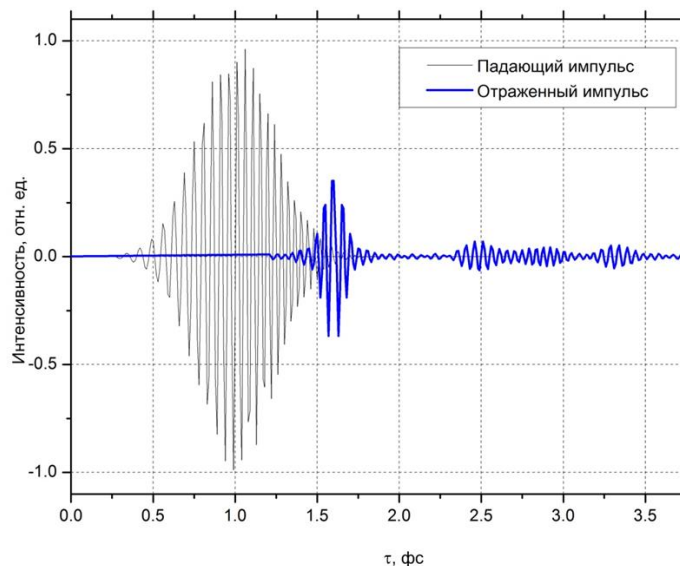


Рисунок 2.15. Сравнение падающего импульса и импульса, отраженного от АМЗ, в котором смоделирован случайных разброс толщин слоев.

Значение 0,35 фс взято для первого пересечения текущей интенсивности с уровнем 10%. Флуктуации толщин слоев приводят к «размытию» отраженного импульса. Длительность сигнала значительно возрастает, а мощность падает. Это является наиболее серьезным следствием флуктуаций толщин слоев, составляющих АМЗ.

Влияние плотности пленок молибдена

Другим фактором, как было показано в параграфе 2.1, влияющим на коэффициенты отражения многослойных зеркал, является отличие плотностей тонких пленок от табличных значений массивных материалов. В случае классических зеркал, состоящих из материалов с сильно различающимися атомными номерами, наибольшее влияние на коэффициенты отражения оказывает плотность тяжелого (рассеивающего) материала, в то время как плотность легкого материала приближается к табличному значению. В предыдущем параграфе установлена зависимость плотности пленок рассеивающего материала от толщины

Как следует из рис. 2.10, в рассчитанном АМЗ для сжатия фемтосекундного импульса толщины пленок молибдена меняются от 2,1 до 5,2 нм. Согласно рис. 2.2, плотность Мо пленок изменяется в пределах 0,77-0,97 от табличного значения, поэтому для корректного расчета необходимо варьировать не только толщины пленок молибдена, но и плотность, в зависимости от толщины. Однако задача оптимизации структуры с таким большим набором параметров на сегодняшний день не решена никем. Поэтому, для оценки влияния плотности слоев молибдена на амплитуду и фазу комплексного коэффициента отражения АМЗ, ниже рассматриваются случаи, когда плотности одинаковы в каждом слое конкретного АМЗ, но

отличаются в различных АМЗ. На рис. 2.16а и рис. 2.16б приведены результаты расчета для плотности молибдена 1; 0,95; 0,9; 0,85; 0,8 и 0,7 от табличного значения.

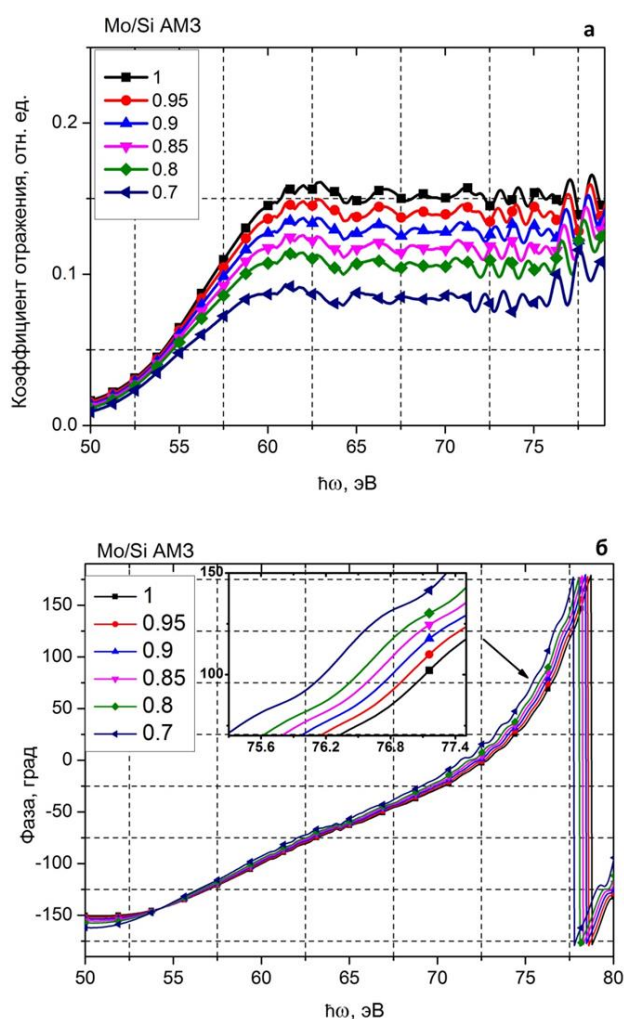


Рисунок 2.16. Влияние отличия плотности молибдена от табличного значения на амплитуду (а) и фазу (б) комплексного коэффициента отражения АМЗ.

Из рисунков видно, что отклонение плотности пленок молибдена от табличной величины сказывается как на фазе, так и на амплитуде коэффициента отражения. Причем с увеличением этой разницы отличие от “идеального” случая возрастает. В частности, уменьшение плотности до 90% приводит почти к двукратному падению интенсивности отраженного импульса и увеличение его длительности почти в полтора раза, см. таблицу 2.2. А если учесть, что в пределах одного АМЗ, в зависимости от толщины, плотности пленок Мо изменяются в диапазоне от 77 до 97% от табличного значения, то можно с уверенностью сказать, что расчет и эксперимент сильно разойдутся. Таким образом, необходимо отметить, что для адекватного расчета оптимального состава АМЗ необходимо учитывать зависимость плотности от толщины пленок непосредственно в процессе оптимизации. Здесь следует заметить, что приведенные в главе 4 широкополосные зеркала оптимизируются с учетом реальных параметров пленок.

2.3. Основные результаты главы 2

1. Структурные дефекты аperiодических зеркал влияют на интенсивность, форму и длительность отраженных от широкополосных зеркал аттосекундных импульсов электромагнитного излучения.
2. Наибольшее влияние на интенсивность и длительность отраженного от Mo/Si АМЗ импульса оказывают отличие плотностей пленок Mo от табличных значений и флуктуации толщин пленок. Флуктуации толщин пленок также приводят к появлению дополнительных отраженных импульсов с высокой интенсивностью, задержанных по времени по отношению к основному. Межслоевая шероховатость оказывает меньшее влияние на фазу коэффициента отражения, но сопоставимое с плотностью и флуктуациями толщин слоев влияние на амплитуду коэффициента отражения.

Глава 3. Лабораторный рефлектометр высокого разрешения для исследования рентгеновских оптических элементов в МР и ЭУФ диапазонах

В данной главе описан лабораторный рефлектометр высокого разрешения, предназначенный для работы в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах. Высокое спектральное разрешение до 0,028 нм в широком спектральном диапазоне достигается благодаря монохроматору по схеме Черни-Тернера. Лазерная плазма, генерируемая путем облучения твердотельной мишени сфокусированным лазерным излучением (длина волны 1,06 мкм, энергия импульса 0,5 Дж, длительность 4 нс, частота следования импульсов 10 Гц), используется в качестве источника излучения МР и ЭУФ диапазона. Гониометр позволяет исследовать изогнутые оптические элементы с апертурой до $NA = 0,5$ и диаметром до 500 мм. Подробно описаны методы, обеспечивающие высокое спектральное разрешение в широком диапазоне длин волн. Обсуждается проблема учета высших порядков в зарегистрированных спектрах. Приведено сравнение результатов измерений, выполненных на данном рефлектометре с измерениями на синхротроне BESSY-II.

Авторские исследования по данной теме опубликованы в работах [A2-A5, A8, A10, A11, A14, A15-A17, B1-4, B10- B12, B14].

3.1. Назначение рефлектометра. Требования, предъявляемые к параметрам рефлектометра

Разработка и производство многослойных зеркал и тонкопленочных фильтров для мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения в области 4-60 нм требует метрологии на рабочих длинах волн. Интересны как спектральные, так и угловые зависимости коэффициентов отражения и пропускания рентгеновских оптических элементов в широком диапазоне длин волн. Размеры оптических элементов и кривизна отражающих поверхностей также варьируются в широких пределах, что накладывает ограничение на размеры зондирующего луча. Чтобы иметь возможность измерять характеристики зеркал с изогнутой формой поверхности, гониометр для образцов должен иметь минимум пять степеней свободы: три (два) линейных смещения и вращение вокруг двух (трех) осей. В ряде применений, например, для ЭУФ литографии, требуется абсолютная точность измерений коэффициента отражения на уровне 0,1-0,2%. В оптических системах, содержащих много отражающих поверхностей, необходимо, чтобы для каждого луча при отражении от разных зеркал выполнялось условие Вульфа-Брэгга. Для короткопериодных многослойных зеркал относительная спектральная ширина брэгговского пика на половине

максимальной интенсивности составляет 0,2–0,3% [63-65]. Поэтому длину волны и спектральную ширину зондирующего луча следует контролировать с точностью, по крайней мере, не хуже 0,1%. В ряде задач также необходимо контролировать поляризацию падающего и отраженного (проходящего) лучей.

Все эти требования полностью удовлетворяются современными рефлектометрами, установленными на синхротронах [66-68]. Однако для производственного процесса необходим оперативный доступ к метрологическим приборам. Эта проблема решается при помощи лабораторных рефлектометров.

Можно выделить два типа рефлектометров, которые нашли широкое практическое применение. Первый тип использует высокотемпературную плазму в качестве источника МР и ЭУФ излучения, возникающую, когда мощные лазерные импульсы фокусируются на мишени [67-72]. Преимуществами лазерно-плазменного источника (ЛПИ) являются высокая интенсивность зондирующего пучка и широкополосный спектр излучения при использовании твердотельной мишени. Основным недостатком рефлектометров на основе ЛПИ является относительно низкое спектральное разрешение. Причина этого заключается в том, что из-за больших габаритных размеров ЛПИ и камеры гониометра используются только схемы спектрометра-монохроматора с фиксированными щелями. В случае спектрометра со сферической дифракционной решеткой это приводит к тому, что при вращении дифракционной решетки (сканировании по длинам волн) условие фокусировки на окружности Роуланда нарушается. Спектрометры на основе плоских дифракционных решеток с переменным шагом штрихов обеспечивают высокое разрешение только в узком спектральном диапазоне длин волн [70, 73, 74].

Во втором типе рефлектометров в качестве источника рентгеновского излучения используются разборные рентгеновские трубки небольшого размера. Из-за малой массы и габаритов эти источники можно использовать спектрометре-монохроматоре типа Роуланда со сферической дифракционной решеткой и с подвижной щелью [75,76]. Как следствие, высокое спектральное разрешение достигается во всем рабочем диапазоне длин волн. Например, в [78] при использовании дифракционной решетки с радиусом кривизны 6 м и плотностью 600 шт./мм достигается разрешение 0,01 нм в диапазоне длин волн 0,6-5 нм. Очевидным недостатком этого подхода является низкая мощность таких источников. Фактически качественные измерения можно проводить только на характеристических линиях материалов анода рентгеновской трубки и линиях рабочего газа в случае газоразрядного источника.

Рефлектометр, описанный в данной главе, сочетает в себе высокое спектральное разрешение за счет использования спектрометра-монохроматора, построенного по схеме Черни-Тернера с фиксированными щелями, и мощным ЛПИ с непрерывным спектром. Особое

внимание уделяется описанию метода расчета оптической схемы, что позволило добиться высоких технических параметров устройства, таких как спектральное разрешение, высокая интенсивность и маленький размер зондирующего пучка.

3.2. Состав и принцип действия рефлектометра

Фотография и схема рефлектометра показаны на рис. 3.1. Основными системами устройства являются: лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения; спектрометр/монохроматор Черни-Тернера (СМЧТ) с плоской дифракционной решеткой (ПДР); система формирования зондирующего пучка (СФЗП); гониометра (Г); системы вакуумной откачки и автоматизации процессов управления.

Работа устройства заключается в следующем. Излучение Nd:YAG-лазера (Expla NL-300, длина волны 1,06 мкм, энергия импульса 0.5 Дж, длительность 4 нс, частота следования импульсов 10 Гц), работающего в режиме с модуляцией добротности с помощью короткофокусной линзы Л (фокусное расстояние 45 мм) фокусируется на мишени в пятно диаметром около 100 мкм (плотность мощности $\sim 10^{12}$ Вт/см²). Средняя энергия лазерного импульса контролируется с помощью термоэлектрического калориметра (К), который принимает часть излучения, отраженного от разделительной пластины (РП). Призма (П) перенаправляет лазерный луч в камеру источника излучения через оптический ввод (ОВ) в вакуум. Кварцевая пластина (КП) защищает линзу от загрязнения продуктами эрозии мишени.

Излучение, исходящее от плазменного факела, попадает на входную щель Щ₁ спектрометра/монохроматора. Чтобы повысить эффективность сбора МР и ЭУФ-излучения, расстояние между мишенью и щелью Щ₁ было выбрано минимально возможным из конструктивных соображений и составило 37,5 мм.

Прошедшее через Щ₁ монохроматическое излучение через систему зеркал и дифракционной решетки поступает в камеру СФЗП для формирования и контроля интенсивности зондирующего луча. Интенсивность зондирующего луча контролируется с помощью детектора-монитора (Мон), установленного между выходной щелью (Щ₂) и тороидальным зеркалом (ТЗ). Тороидальное зеркало образует зондирующий пучок заданного размера на исследуемом образце. Сагиттальный и меридиональный радиусы ТЗ выбраны таким образом, чтобы ТЗ формировало изображение источника излучения в вертикальной плоскости и выходной щели Щ₂ в горизонтальной плоскости. Поскольку положение щелей и источника излучения не изменяется во время сканирования по спектру, геометрические характеристики зондирующего пучка на образце не зависят от длины волны.

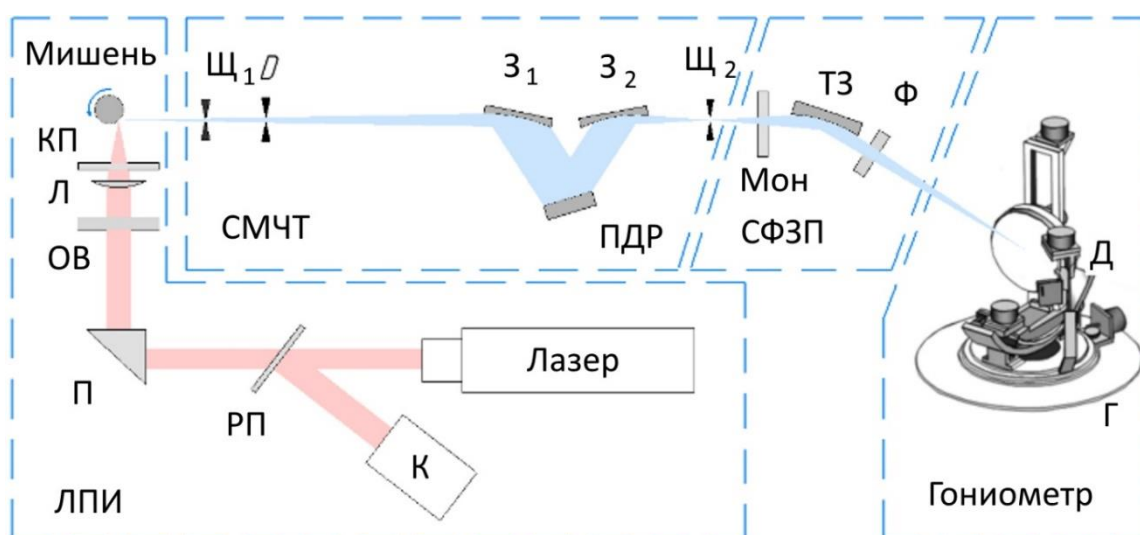


Рисунок 3.1. Фотография (вверху) и рентгеновская оптическая схема (внизу) рефлектометра: К - термоэлектрический калориметр; РП - светоделитель; П-призма; ОВ-оптический ввод; Л - линза; КП - кварцевая пластина; Щ₁ - входная щель; Д - апертура; З₁, З₂ - зеркала; ПДР – плоская дифракционная решетка; Щ₂ - выходная щель; Мон - монитор; ТЗ - тороидальное зеркало; Ф - абсорбционный фильтр; Г – гониометр, Д - детектор.

Угол падения излучения на ТЗ фиксирован и составляет 1.5°. Золото было выбрано в качестве покрытия ТЗ со средним коэффициентом отражения во всем рабочем диапазоне 80%.

Отдельно стоящий тонкопленочный абсорбционный фильтр (Ф) используется для подавления высоких гармоник (по крайней мере, наиболее мощной второй гармоники) дифракционной решетки.

Зондирующий пучок, отраженный от ТЗ и прошедший через Ф, фокусируется в центр гониометра, на котором установлен исследуемый образец. Поскольку большинство образцов имеют изогнутую форму отражающей поверхности, а числовая апертура может достигать $NA = 0,5$, гониометр имеет 7 степеней свободы (пять для образца и два для детектора), обеспечивающие позиционирование любой точки образца на оси гониометра и ориентацию локальной нормали вдоль оси пучка.

Работа рефлектометра контролируется с помощью пакета LabView с отображением состояния и параметров всех подсистем прибора. На рис. 3.2 показан снимок экрана компьютера с открытыми окнами, отображающий окно управления шаговыми двигателями (вверху слева), состояние вакуумных насосов, состояние вакуумного затвора и показания вакуума в камере монохроматора и гониометра (вверху справа), состояние монитора и детектора (внизу справа) и окно сканирования по спектру (внизу слева).

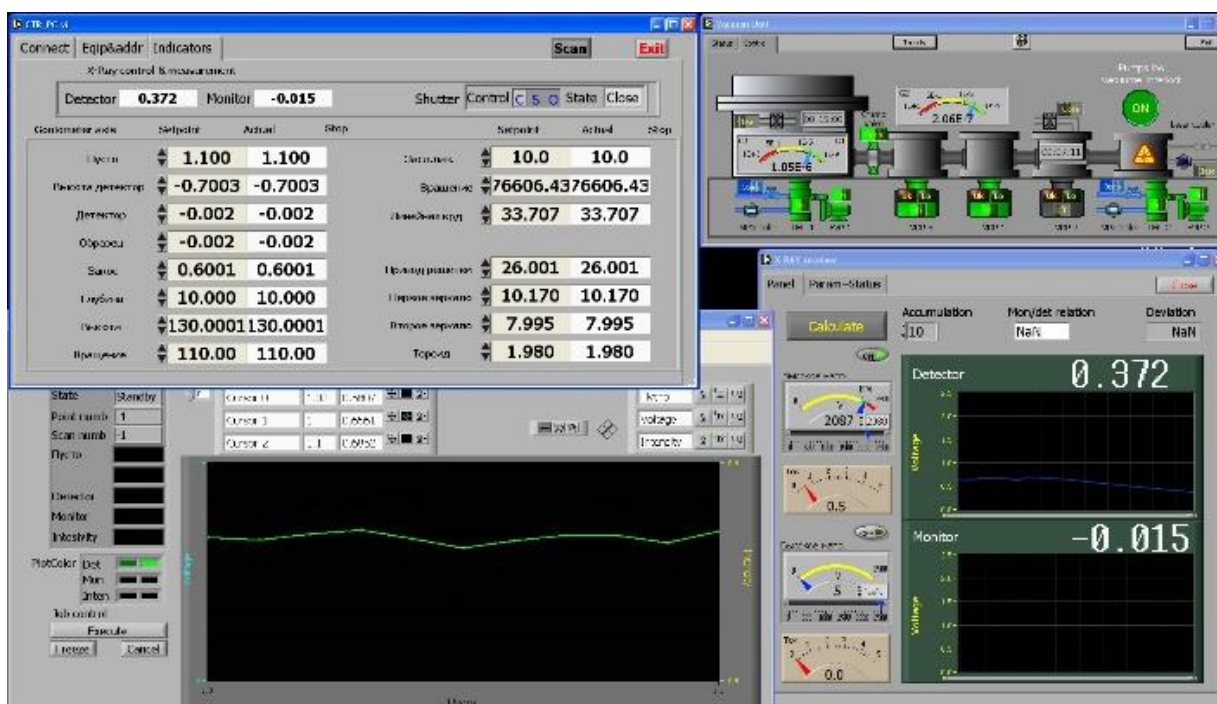


Рисунок 3.2. Окно программы для управления параметрами рефлектометра на основе LabView.

Рефлектометр обеспечивает все необходимые виды исследований: спектральные зависимости коэффициентов отражения и пропускания при фиксированном положении образца; измерение угловых зависимостей коэффициентов отражения в любой точке образца.

3.3. Описание основных элементов рефлектометра

3.3.1. Спектрометр-монохроматор Черни-Тернера

3.3.1.1. Оптическая схема

Основными преимуществами схемы Черни-Тернера являются отсутствие движущихся элементов (за исключением вращения плоской дифракционной решетки при сканировании по спектру) и относительно высокое спектральное разрешение в широком диапазоне длин волн [80]. Это позволяет использовать габаритные и мощные источники рентгеновского излучения и гониометры, позволяющие аттестовать зеркало диаметром 500 мм и более.

Оптическая схема спектрометра-монохроматора приведена на рис. 3.3.

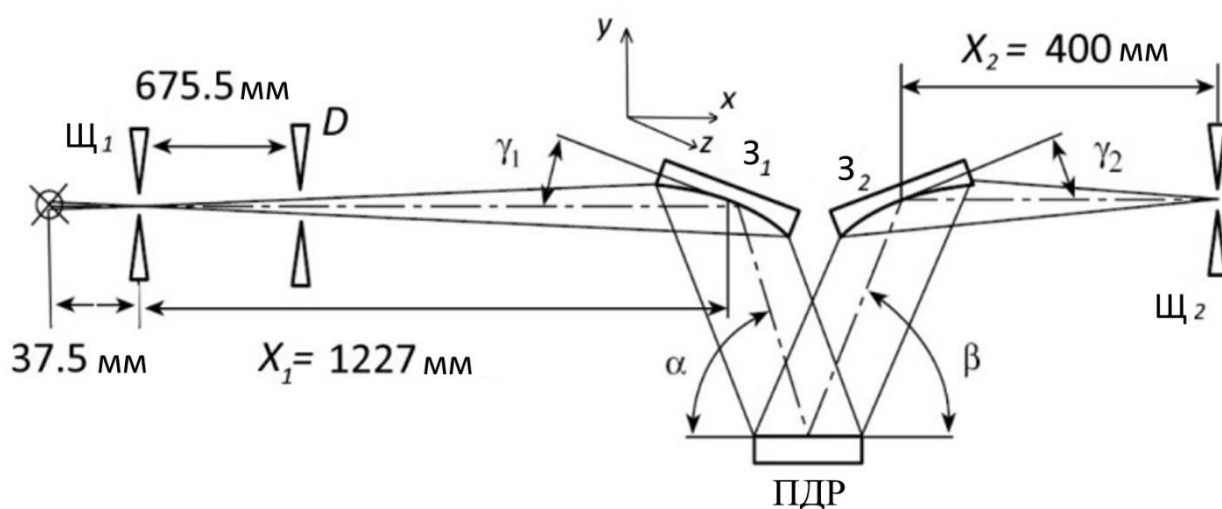


Рисунок 3.3. Рентгеновская оптическая схема спектрометра-монохроматора Черни-Тернера (вид сверху).

Принцип работы спектрометра-монохроматора заключается в следующем. Входная Щ₁ и выходная Щ₂ щели располагаются в меридиональных фокусах зеркал З₁ и З₂, соответственно. Вышедший из щели расходящийся пучок излучения зеркалом З₁ преобразуется в параллельный, падающий под углом α (здесь и в дальнейшем скользящие углы) на плоскую дифракционную решетку. Дифрагированные параллельные монохроматические пучки падают на зеркало З₂ и фокусируются в его фокальной плоскости. Дифрагированный под углом β пучок фокусируется на выходной щели Щ₂. Углы падения пучков на зеркала в нашем случае равны $\gamma_1 = \gamma_2$. В этом случае оси падающего и вышедшего из монохроматора пучков совпадают, что позволяет изменять рабочий диапазон длин волн без изменения взаимного положения элементов рефлектометра.

Сканирование по спектру осуществляется поворотом решетки, в соответствии с уравнением дифракционной решетки:

$$\cos \alpha - \cos \beta = m \cdot \lambda / D \quad (3.1)$$

где m - порядок дифракции, λ - длина волны, D - период дифракционной решетки, α и β - углы падения и дифракции соответственно.

Особенностью такой схемы сканирования длины волны является постоянство суммы углов

$$\Phi = \alpha + \beta \quad (3.2)$$

независимо от длины волны. Это условие означает, что угловая и линейная дисперсия спектрометра практически не изменяются во всем диапазоне сканирования, что легко увидеть, если продифференцировать соотношение (1) по углу дифракции и, принимая во внимание малость углов, заменить синус угла значением угла ($\sin \alpha \cong \alpha$)

$$\frac{d\lambda}{d\beta} \approx \frac{D}{m} \cdot (\alpha + \beta) = \frac{D}{m} \cdot \Phi \quad (3.3)$$

Спектральный диапазон длин волн определяется периодом дифракционной решетки и рабочими углами. Максимальная длина волны λ_{max} достигается при $\beta = 0$ и составляет

$$\lambda_{max} = D \cdot (1 - \cos \Phi) \quad (3.4)$$

Минимальная длина волны достигается при $\alpha \approx \beta \approx \Phi/2$ и ограничивается только коэффициентами отражения зеркал, а также эффективностью и рассеянием дифракционной решетки вблизи нулевого порядка.

В схеме углы падения излучения на зеркала γ были выбраны одинаковыми, а угол $\Phi = 4\gamma$. В этой геометрии направление падающего и дифрагированного лучей от спектрометра-монохроматора не изменяется, что значительно упрощает настройку и перестройку устройства на другой рабочий спектральный диапазон, поскольку изменение дифракционной решетки и коллиматорных зеркал не изменяет конфигурации оптической системы.

Для получения широкого рабочего спектрального диапазона спектрометра-монохроматора были выбраны два набора коллимирующих зеркал, рассчитанных на рабочие углы $\gamma = 1,25$ и 3° . Для указанных углов и выбранной геометрии устройства, (рис. 3.3.), радиусы коллиматорных зеркал были: $R_{31} = 110000$ мм и $R_{32} = 36666$ мм для диапазона 1-4,2 нм, и $R_{31} = 45858$ мм и $R_{32} = 15285$ мм для диапазона 4-60 нм. Поскольку эксперименты проводились

в диапазоне длин волн 4-60 нм, все последующие данные представлены только для этого диапазона длин волн.

По сравнению с оптической схемой лабораторных рефлектометров, описанных в литературе, данный прибор имеет следующие важные отличия. Используется входная щель, которая гарантирует, что спектральное разрешение устройства не зависит от размера и возможных флуктуаций пространственного положения источника рентгеновского излучения. Это позволяет изменять спектральное разрешение прибора путем изменения ширины щели, обеспечивая оптимальное соотношение между интенсивностью сигнала и спектральным разрешением для решения каждой конкретной задачи. Входная щель вместе с диафрагмой D обеспечивает коллимацию входящего излучения, улучшает отношение сигнал/шум. Этот эффект достигается как за счет отсечения «хвостов распределения» источника, так и вклада длинноволнового (прежде всего, ультрафиолетового) излучения. Другим немаловажным преимуществом такой конструкции является то, что входная щель однозначно задает оптическую ось устройства. Это значительно упрощает и повышает точность юстировки и сводит к минимуму загрязнение поверхности зеркал продуктами эрозии мишени из-за резкого уменьшения потока материала мишени, который проходит в спектрометр. Также схема Черни-Тернера обеспечивает более высокое спектральное разрешение в широком диапазоне длин волн по сравнению с рефлектометром, описанным в [70]. В [71] сообщается о высоком спектральном разрешении порядка 0,05 нм. Однако такое разрешение достижимо лишь в узкой области спектра, где выполняется условие фокусировки Руланда. Коммерческий рефлектометр, разработанный «Bestec GmbH» [66], имеет ту же проблему. По сравнению с рефлектометром [68] с плоской дифракционной решеткой, в котором не используются входная и выходная щели, описываемое в данной главе устройство обеспечивает в несколько раз лучшее разрешение.

3.3.1.2. Разрешающая способность монохроматора для случая сферических зеркал-коллиматоров.

Для моделирования рентгенооптических характеристик спектрометра Черни-Тернера и расчета его разрешения в случае сферических и асферических коллиматорных зеркал использовалась программная среда ZEMAX. Были установлены следующие значения: расстояния $X_1 = 1190$ мм от входной щели до зеркала Z_1 и $X_2 = 400$ мм от зеркала Z_2 до выходной щели (рис. 3.3), угол $\Phi = 12^\circ$, радиусы кривизны сферические зеркала $R_{Z1} = 45858$ и $R_{Z2} = 15285$ мм, дифракционная решетка 900 шт / мм (период $D = 1,111$ мкм). Рассматривался первый порядок дифракции. Источник излучения был задан в виде 10 точек, излучающих сферические волны и расположенных в щели $Щ_1$ на одной линии, параллельной

оси Y (рис. 3.3), на одинаковом расстоянии друг от друга. Расстояние между крайними точками было установлено равным ширине входной щели ($\Delta\text{Щ}_1 = 50$ мкм). Переменными параметрами для расчета были площадь засветки зеркала Z_1 , определяемая шириной апертуры ΔD , и длина волны ($\lambda = 4,5, 10,5$ и 17 нм) из диапазона 4-17 нм, в котором дифракционная эффективность решетки высока. В фокальной плоскости зеркала Z_2 было рассчитано суммарное изображение от всех точечных источников, которое представляет собой сумму наложенных полос, вытянутых в сагиттальной плоскости (рис. 3.4а).

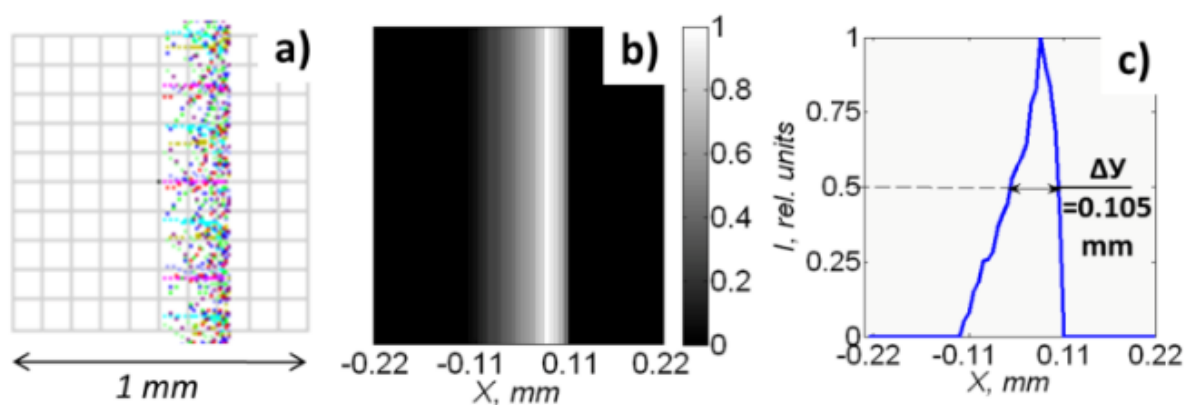


Рисунок 3.4. Расчет сфокусированной полосы в случае сферических зеркал Z_1 и Z_2 ($\lambda = 4,5$ нм, $\Delta\text{Щ}_1 = 50$ мкм, $\Delta D = 4,8$ мм обеспечивает 100% освещенность площади M_1): а) сфокусированная полоса (разные цвета соответствуют лучам, идущим из разных точек щели Щ_1). б) Распределение интенсивности в оттенках серого в сфокусированной полосе. в) Распределение интенсивности в поперечном сечении.

Точечные источники изображены в виде полос, потому что зеркала фокусируют свет только в меридиональной плоскости. Это изображение было экспортировано в программу MATLAB, где плотность лучей (рис. 3.4а) была преобразована в градацию интенсивности сфокусированной полосы (рис. 3.4б). Далее была определена ширина ΔY полосы на половине высоты (рис. 3.4с), и было рассчитано спектральное разрешение $\delta\lambda$ в первом порядке дифракции:

Таблица 3.1. Расчетное спектральное разрешение спектрометра-монохроматора Черни-Тернера для случая сферических и асферических зеркал с шириной входной щели $\Delta \text{Щ}_1 = 50$ мкм и дифракционной решеткой 900 шт/мм.

	$\lambda=4,5$ нм				$\lambda=10,5$ нм				$\lambda=17$ нм			
	100% Z_1 $\Delta D=$ 4,8 мм	75% Z_1 $\Delta D=$ 3,4 мм	50% Z_1 $\Delta D=$ 2,3 мм	25% Z_1 $\Delta D=$ 1,15 мм	100% Z_1 $\Delta D=$ 4,8 мм	75% Z_1 $\Delta D=$ 3,4 мм	50% Z_1 $\Delta D=$ 2,3 мм	25% Z_1 $\Delta D=$ 1,15 мм	100% Z_1 $\Delta D=$ 4,8 мм	75% Z_1 $\Delta D=$ 3,4 мм	50% Z_1 $\Delta D=$ 2,3 мм	25% Z_1 $\Delta D=$ 1,15 мм
$\Delta \lambda$, нм	0,062	0,035	0,024	0,016	0,059	0,046	0,035	0,028	0,185	0,065	0,048	0,030
$\lambda/\delta \lambda$	72	127	185	346	178	228	300	375	93	261	358	567
$\Delta \lambda$, нм	0,013	0,011	0,010	0,010	0,018	0,017	0,016	0,015	0,033	0,033	0,032	0,030
$\lambda/\delta \lambda$	314	366	440	440	583	617	656	700	516	516	531	567

$$\delta \lambda = \Phi \cdot \Delta Y / (D \cdot X_2) \quad (3.5)$$

где ΔY - ширина сфокусированной полосы на уровне $1/2$ интенсивности в плоскости выходной щели Щ_2 , X_2 - фокусное расстояние зеркала Z_2 (см. рис. 3.3).

Соотношение (3.5) было получено из (3.3) путем выражения приращения угла $\delta \beta$ через X_2 и ΔY . Такие расчеты были выполнены для четырех значений ширины коллиматорной щели: $\Delta D = 4,8, 3,4, 2,3, 1,15$ мм. Соответствующая этим значениям площадь засветки зеркала Z_1 на 100, 75, 50 и 25%. Результаты расчетов приведены в строке «Сферические зеркала» в таблице 3.1.

Из приведенных данных видно следующее. Во-первых, разрешение $\delta \lambda$ сильно зависит от площади засветки зеркала Z_1 - чем меньше площадь засветки, тем лучше разрешение, поскольку aberrации сферических зеркал (в основном кома, сферическая aberrация и астигматизм) нелинейно возрастают с увеличением апертуры расходящегося луча, падающего на зеркало Z_1 . При уменьшении площади засветки зеркала Z_1 до уровня 25% среднее разрешение по длинам волн улучшается в 4,3 раза. Во-вторых, так как основной aberrацией схемы Черни-Тернера является меридиональная кома, полная компенсация которой наблюдается только на длине волны, удовлетворяющей условию

$$\frac{R_1^2}{R_2^2} = \frac{(\sin \alpha)^3}{(\sin \beta)^3}, \quad (3.6)$$

где $R_{1,2}$ - радиусы кривизны зеркал Z_1 и Z_2 соответственно.

В таблице 3.2 приведены рассчитанные значения левой и правой сторон соотношения 6 для разных длин волн. Из таблицы 3.2 видно, что соотношение (3.6) выполняется только при $\lambda = 7,5$ нм. При $\lambda = 4,5$ нм и $\lambda = 10,5$ нм значение правой части соотношения (3.6) отличается от

значения его левой стороны на 6 единиц, поэтому кома в этих случаях одинакова по величине и противоположна по знаку.

Таблица 3.2. Рассчитанные значения правой и левой сторон соотношения (3.6), а также доли освещенной области зеркала Z_2 для различных длин волн.

	$\lambda = 4,5$ нм	$\lambda = 7,5$ нм	$\lambda = 10,5$ нм	$\lambda = 17$ нм
$\sin^3 \alpha / \sin^3 \beta$	3	9	15	178
R_1^2 / R_2^2	9	9	9	9
Область засветки Z_2	70	55	40	20

Однако, как видно из строки «Сферические зеркала» в таблице 3.1, спектральное разрешение при $\lambda = 10,5$ нм лучше, чем разрешение при $\lambda = 4,5$ нм при 100% освещенности Z_1 . Это объясняется уменьшением площади освещения зеркала Z_2 с увеличением длины волны из-за уменьшения угла β (см. рис. 3.3 и таблицу 3.2). Сильное ухудшение разрешения на длинах волн $\lambda > 10,5$ нм вызвано большим неравенством правой и левой частей соотношения (3.6) и, как следствие, увеличением комы.

3.3.1.3. Разрешающая способность монохроматора для случая асферических зеркал-коллиматоров.

Для увеличения разрешения спектрометра-монохроматора была изучена возможность компенсации aberrаций зеркал за счет придания поверхности асферической формы. Критерием расчета асферизации формы поверхности зеркала Z_1 была минимизация угловой расходимости пучка, отраженного от Z_1 . В качестве критерия для расчета асферизации формы поверхности зеркала Z_2 была минимизация ширины сфокусированной полосы у щели Π_2 , что соответствует наибольшему спектральному разрешению. Форма поверхности зеркал Z_1 и Z_2 была оптимизирована для работы на длине волны 4,5 нм. Выбор этой длины волны обусловлен тем, что в коротковолновой части спектра многослойные зеркала обычно являются более узкополосными ($\lambda / \delta\lambda \sim 200$ при $\lambda = 4,5$ нм), и поэтому для их аттестации требуется более высокое разрешение.

На рис.3.5 показаны рассчитанные профили травления изначально сферической поверхности зеркал. Спектральное разрешения в случае асферических зеркал Z_1 и Z_2 , рассчитанные описанным выше способом, представлены в таблице 3.1 в строке

«Асферические зеркала». Асферический профиль делает изначально сферическое зеркало Z_1 параболическим с фокусом на щели Щ_1 . На рис. 3.5, показаны профили, соответствующие центральным и смещенным на расстояние 8 мм сечениям в горизонтальной плоскости. Рис. 3.5b показывает те же асферические профили для Z_2 . Он имеет вид суммы комы ($PV = 10,8$ мкм), сферической aberrации ($PV = 0,32$ мкм) и астигматизма ($PV = 1,3$ мкм), следовательно, устраняет их. Как показывают расчеты, aberrации третьего и более высоких порядков пренебрежимо малы и не влияют на разрешение; поэтому они не были приняты во внимание при расчете карт асферизации.

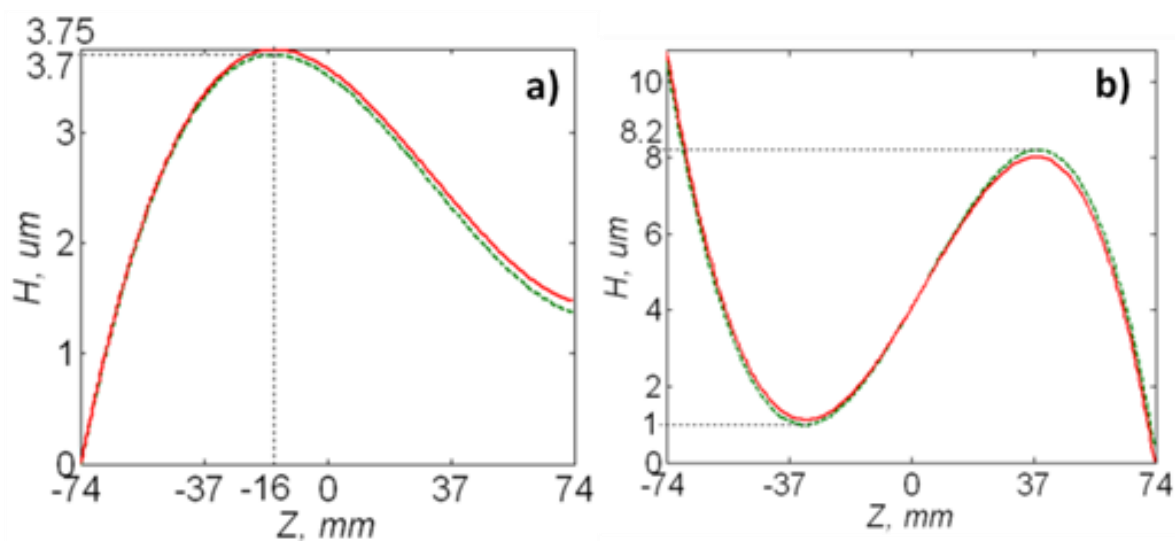


Рисунок 3.5. Рассчитанные профили травления для асферизации изначально сферических зеркал: а) коллиматорного зеркала Z_1 и б) фокусирующего зеркала Z_2 . Пунктирная линия - центральный (меридиональный) участок. Сплошной линией показан участок на расстоянии 8 мм от центрального участка - половина ширины зеркала.

В результате асферизации зеркал Z_1 и Z_2 ширина сфокусированной полосы сужается почти в 5 раз - до 0,022 мм (на половине максимума - рис. 3.6).

Из строки «Асферические зеркала» в таблице 3.1 видно, что, во-первых, при 100% засветки зеркала Z_1 асферизация улучшает спектральное разрешение в среднем в 4 раза.

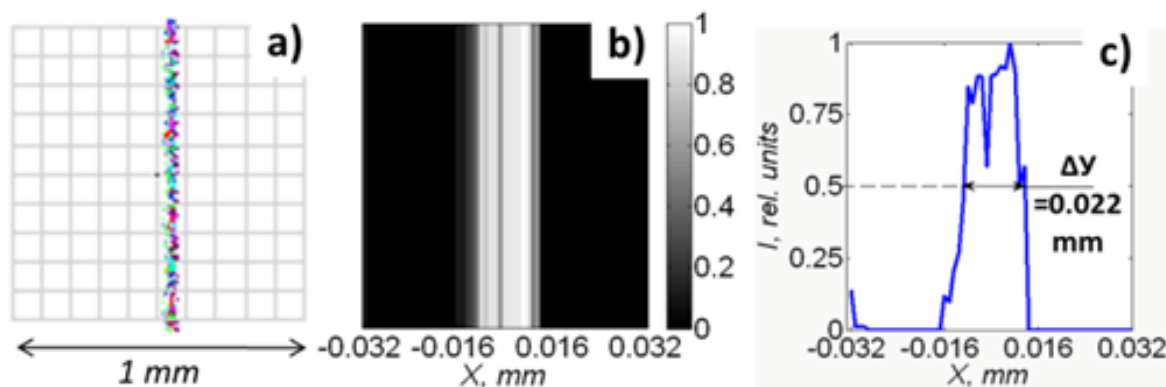


Рисунок 3.6. Расчет сфокусированной полосы в случае асферических зеркал Z_1 и Z_2 ($\lambda = 4,5$ нм, $\Delta\text{Щ}_1 = 50$ мкм, 100% засветка площади Z_1): а) фокусирующая полоса (разные цвета соответствуют лучам, исходящим из разных точек щели Щ_1). б) Распределение интенсивности в градации серого в сфокусированной полосе. в) Распределение интенсивности в поперечном сечении сфокусированной полосы.

Поскольку асферизация зеркал приводит к эффективной компенсации aberrаций по всей площади зеркал, ограничение области засветки зеркала Z_1 коллиматорной щелью D в среднем практически не приводит к изменению разрешающей способности по длине волны. Небольшое улучшение разрешения при уменьшении площади засветки зеркала Z_1 связано с уменьшением остаточных aberrаций. Наличие этих остаточных aberrаций связано с тем, что полное устранение aberrаций зеркал возможно только для одного точечного источника, расположенного в плоскости щели Щ_1 . Обращает на себя внимание тот факт, что при ширине входной щели 50 мкм расчетное разрешение около 0,010 нм, при $\lambda = 4,5$ нм и площади засветки $M1 \leq 50\%$ (в случае использования асферических зеркал) близко к минимальному возможному для этой схемы (с учетом 3-кратного уменьшения, т.е. $X_1/X_2 \approx 3$, и ширины входной щели 50 мкм ширина сфокусированной полосы от точечного источника в плоскости щели Щ_2 при отсутствии aberrаций будет близка 0,017 мм, что соответствует предельному спектральному разрешению $\approx 0,01$ нм).

Таким образом, асферизация зеркал Z_1 и Z_2 одновременно увеличивает и разрешение, и апертуру спектрометра-монокроматора. Также нужно отметить, что проведенная трассировка лучей учитывает внеосевые лучи. Это чрезвычайно важно для улучшения разрешения и повышения эффективности спектрометра.

3.3.1.4. Улучшение отражения дифракционных решеток и зеркал

В данном спектрометре-монохроматоре используются плоские голографические решетки с плотностью линий 300 и 900 шт./мм, производства Государственного института прикладной оптики, г. Казань, предназначенные для работы в диапазоне длин волн с коротковолновой границей 60 нм. Поэтому эффективность использования дифракционной решетки в диапазоне длин волн короче 60 нм требует дополнительных исследований. Ниже приведены результаты исследования шероховатости и профиля штрихов, наиболее сильно влияющие на дифракционные свойства решеток в скользящей геометрии, используемой в мягком рентгеновском диапазоне. Также демонстрируется возможность существенного влияния на шероховатость и форму штрихов с помощью травления ионным пучком, что позволяет улучшить их рентгенооптические характеристики.

Решетки имеют следующие геометрические размеры: 10×60×75 мм, рис.3.7.

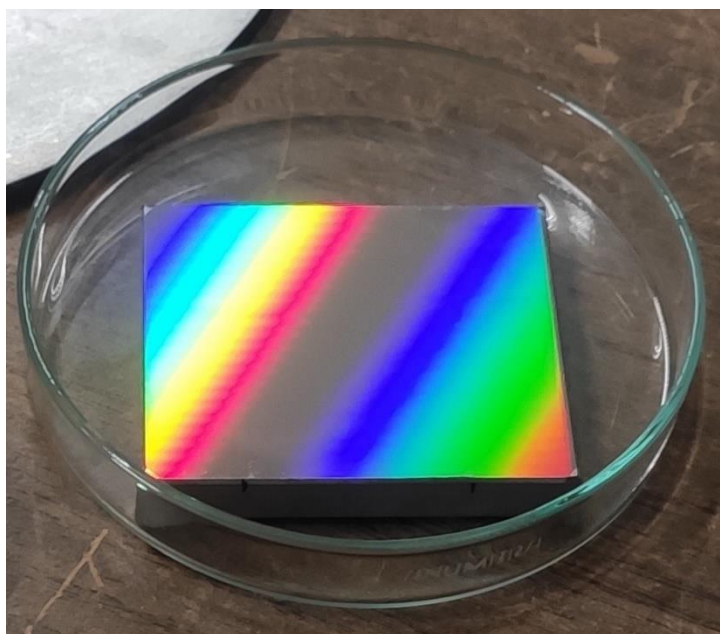


Рисунок 3.7. Фотография ГДР с плотностью штрихов 300 мм⁻¹ производства ГИПО, г. Казань.

Периоды решеток D составляли 1,111 и 3,333 мкм или 900 и 300 штрихов на миллиметр. Т.к. $\Phi=12^\circ$, то соотношение (3.4) можно переписать в виде

$$\lambda_{max}=2,185 \cdot 10^{-2} \cdot D \quad (3.7)$$

Соответственно, первая решетка имеет длинноволновую границу рабочего диапазона $\lambda_{max1} = 24$ нм, вторая – $\lambda_{max2} = 72$ нм.

Из соотношения (3.2) вытекает одна особенность применения этих решеток в скользящей геометрии. Для того, чтобы решетка эффективно работала сумма углов падения и наклона штриха решетки должна быть меньше величины Φ . В противном случае штрих решетки будет экранировать дифрагированное в направлении выходной щели спектрометра-монокроматора излучение.

Другая очевидная особенность решеток для рентгеновского диапазона – это высокие требования к шероховатости поверхности штрихов, связанные с короткой длиной волны излучения. Поэтому, по аналогии с [81], где ионной полировкой удалось существенно повысить эффективность нарезных дифракционных решеток, в данной работе решались следующие задачи. Первая, исследовать шероховатость и форму штрихов решеток. Для этих целей использовалась атомно-силовая микроскопия (АСМ). Вторая, изучить возможность сглаживания поверхности и изменения высоты штрихов с помощью ионной полировки. Третья, изучить влияние ионной обработки на эффективность дифракционных решеток.

Изучение характеристик профиля ГДР проводилось на стенде АСМ, позволяющем исследовать крупногабаритные детали [85]. На рисунке 3.8 приведены АСМ кадры фрагментов поверхности решеток (слева) и сечения, перпендикулярные штрихам (справа), для решеток 300 мм^{-1} – а) и 900 мм^{-1} – б). Из приведенных данных можно сделать следующие выводы. Первое, поверхность имеет большую шероховатость. Так как решетки покрывались пленкой алюминия, то наблюдаемые на поверхности пики (белые точки), по-видимому, представляют собой кристаллиты алюминия. Второе, высоты штрихов у решетки 300 мм^{-1} имеют заметный разброс по величине, в то время, как у решетки 900 мм^{-1} , разброс незначителен. Третье, высота штрихов h_{gr} для решетки 300 мм^{-1} достигает 200 нм, а для 900 мм^{-1} – около 30 нм. Угол блеска γ можно оценить из соотношения

$$\gamma \approx 2 \cdot h_{gr} / D. \quad (3.8)$$

Если для второй решетки этот угол существенно меньше угла падения излучения на решетку, то для ГДР 300 мм^{-1} , он достигает $6,9^\circ$. В сумме угол падения (дифракции) и наклона превышают $\Phi = 12^\circ$. Это означает, что эффективность решетки в спектрометре будет крайне низкой, так как отражать будет только вершина решетки, где наклон минимальный.

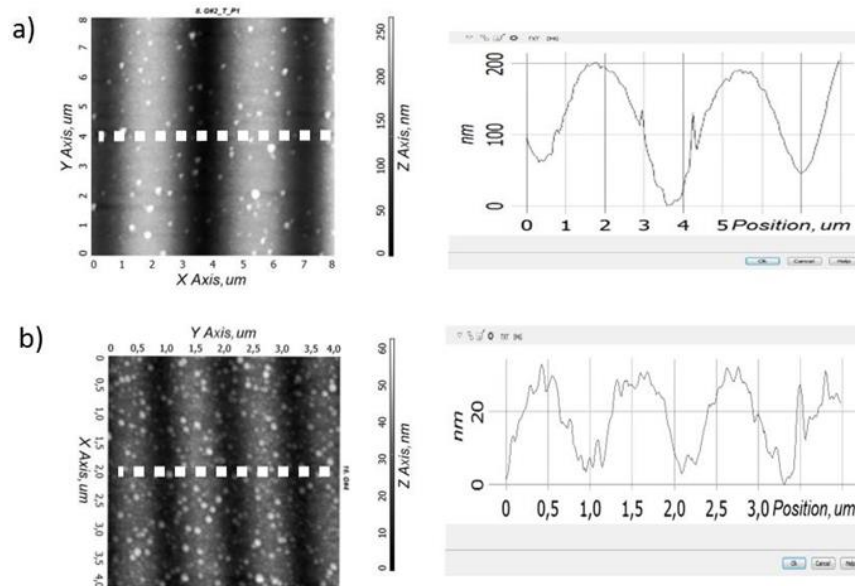


Рисунок 3.8. Исходная поверхность (АСМ-снимки, профили справа указаны для зон, помеченных пунктиром): а) решетка 300 мм^{-1} , б) решетка 900 мм^{-1} .

Таким образом, исследование характеристик профиля ГДР показало, что в исходном виде решетки не могут быть использованы в приборе для рентгеновского диапазона. Решетка 300 мм^{-1} – из-за большой глубины штриха, 900 мм^{-1} – из-за большой шероховатости.

В ряде работ, например, [81, 83], была показана возможность сглаживания (полировки) высокочастотной шероховатости пучками ускоренных ионов аргона. Оптимальные энергии ионов лежат в диапазоне 800-1000 эВ. В [83] было показано, что ионы ксенона с оптимальной энергией 600 эВ позволяют расширить диапазон пространственных частот, для которых наблюдается сглаживание шероховатостей. Поэтому для решетки 300 мм^{-1} , для которой требовалось и сглаживание шероховатости, и понижение профиля штриха (пространственная частота $0,3 \text{ мкм}^{-1}$), использовались ионы ксенона. Для ГДР 900 мм^{-1} требовалось сглаживание высокочастотной шероховатости при сохранении глубины штриха (пространственная частота $0,9 \text{ мкм}^{-1}$). Поэтому она обрабатывалась ионами аргона с энергией 800 эВ.

Однако методика хорошо работает только для подложек из аморфных материалов и, в редких случаях, в очень узком диапазоне параметров процесса, для монокристаллических материалов [84,85]. Так как в данном случае образцы были покрыты металлом, то был использован подход, предложенный в [86], хорошо зарекомендовавший себя при ионной полировке бериллиевых подложек. Суть подхода заключается в том, что на поверхность методом магнетронного распыления наносился 200 нм слой аморфного кремния, и ионная полировка уже велась по данному слою. Эксперименты проводились на установке, описанной

в [87]. Модификации подвергалась вся площадь дифракционных решеток за исключением незначительных крепежных областей по углам.

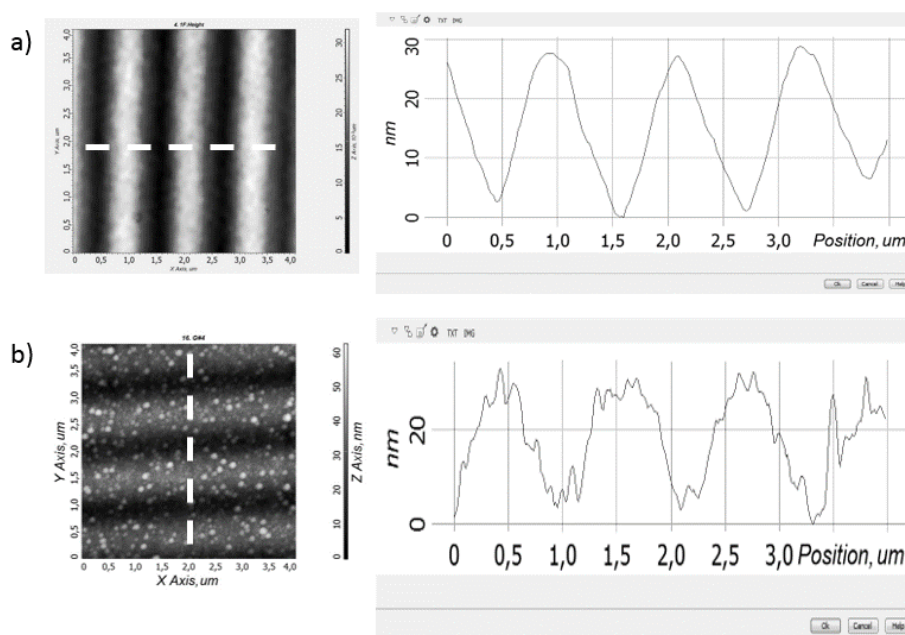


Рисунок 3.9. а) АСМ изображение и перпендикулярное сечение для ГДР 900 мм^{-1} после первого травления. б) АСМ изображение и перпендикулярное сечение исходной решетки.

Как правило, для сглаживания высокочастотной шероховатости достаточно одной итерации нанесения кремния – ионное травление. На рис. 3.9 приведены АСМ изображение и перпендикулярное сечение для ГДР 900 мм^{-1} после одной процедуры

Как видно из рис. 3.9, если сравнить с исходной поверхностью (before), шероховатость упала сильно, а вот глубина профиля, как и ожидалось при травлении ионами аргона, практически не изменилась.

Для ДР 300 мм^{-1} помимо полировки необходимо было уменьшить высоту штриха. Как оказалось, из-за достаточно низкой пространственной частоты ($0,3 \text{ мкм}^{-1}$) периода решетки потребовалось несколько итераций. На рис. 3.10 приведена зависимость амплитуды штриха от количества операций травления. Как видно, после 4-й процедуры нанесения кремния – ионное травление, высота штриха перестала изменяться, достигнув величины порядка 130 нм, что соответствует углу наклона штриха около $4,5^\circ$. Этот угол уже позволяет использовать решетку в приборе.

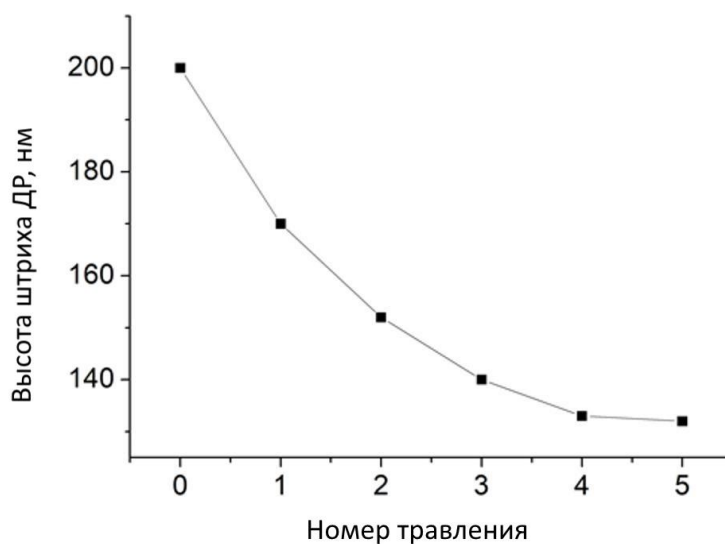


Рисунок 3.10. Зависимость высоты штриха дифракционной решётки (300 мм^{-1}) от количества операций травления.

АСМ изображение поверхности, а также его сечение поперек штрихов приведены на рис. 3.11.

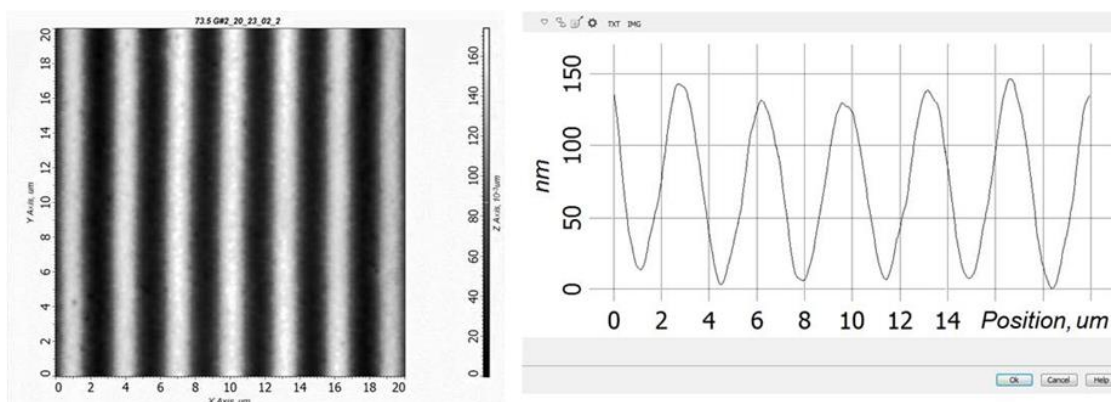


Рисунок 3.11. АСМ изображение и перпендикулярное сечение для ГДР 300 мм^{-1} после пятого травления.

Как можно видеть из рисунка шероховатость практически исчезла, так же упал разброс высоты штрихов, что позволяет ожидать хорошей дифракционной эффективности и низкого уровня рассеянного на решетке излучения.

После ионно-лучевой полировки на поверхность решеток было нанесено двухслойное покрытие Cr/C. Потеря интенсивности зондирующего пучка при отражении излучения коллиматорными зеркалами и дифракционной решеткой сводилась к минимуму благодаря использованию двухслойного покрытия Cr (10 нм)/C (5 нм), которое было предложено и

подробно изучено в [88]. Состав покрытия был выбран по той причине, что в длинноволновой части рабочего диапазона критический угол больше и можно использовать материал с меньшей плотностью (в нашем случае С) и, соответственно, с более низким поглощением. Более коротковолновое излучение проходит через верхний слабо поглощающий (С) слой и отражается от внутреннего (Cr) слоя, с большой плотностью. По сравнению с традиционными высокоплотными однослойными покрытиями (золото, вольфрам) использование более эффективно двухслойного покрытия Cr/C с учетом 3-кратного отражения в этой схеме позволило увеличить эффективность спектрометра-монохроматора почти в 1,5 раза

3.3.2. Лазерно-плазменный источник МР и ЭУФ излучения

Лазерно-плазменные источники МР и ЭУФ излучения широко используются для широкого спектра лабораторных задач [89-93]. ЛПИ отличаются высокой, десятками процентов, эффективностью преобразования энергии лазера в МР и ЭУФ излучение, простотой исполнения и относительно небольшими, десятки или сотни микрон, размерами источника, долговременной стабильностью энергии от выстрела к выстрелу. При разработке ЛПИ для рефлектометра были применены подходы, описанные в [67, 69, 94]. Использовался твердотельный Nd: YAG-лазер (Expla NL-300), работающий на длине волны $\lambda = 1,064$ мкм. Лазерный луч фокусируется на твердотельную или импульсную газовую мишень с помощью плосковыпуклой линзы с фокусным расстоянием 45 мм. Твердотельная мишень представляет собой металлический цилиндр длиной 100 мм диаметром 50 мм, установленный на оси шагового двигателя, который обеспечивает вращение мишени. Помимо этого, шаговый двигатель и мишень установлены на линейной подвижке. Угловая скорость вращения и линейный сдвиг барабана выбираются таким образом, чтобы каждый последующий лазерный импульс попадал в новое место на цели. Это обеспечивает стабильность интенсивности генерируемого МР и ЭУФ излучения. Для упрощения конструкции источника мишень в сборе с электроприводами помещалась в вакуумную камеру.

Фотографии открытой камеры мишени (а), двухкоординатных сканирующих систем для твердотельных (б) и импульсной газовой (с) мишеней показаны на рис. 3.12.

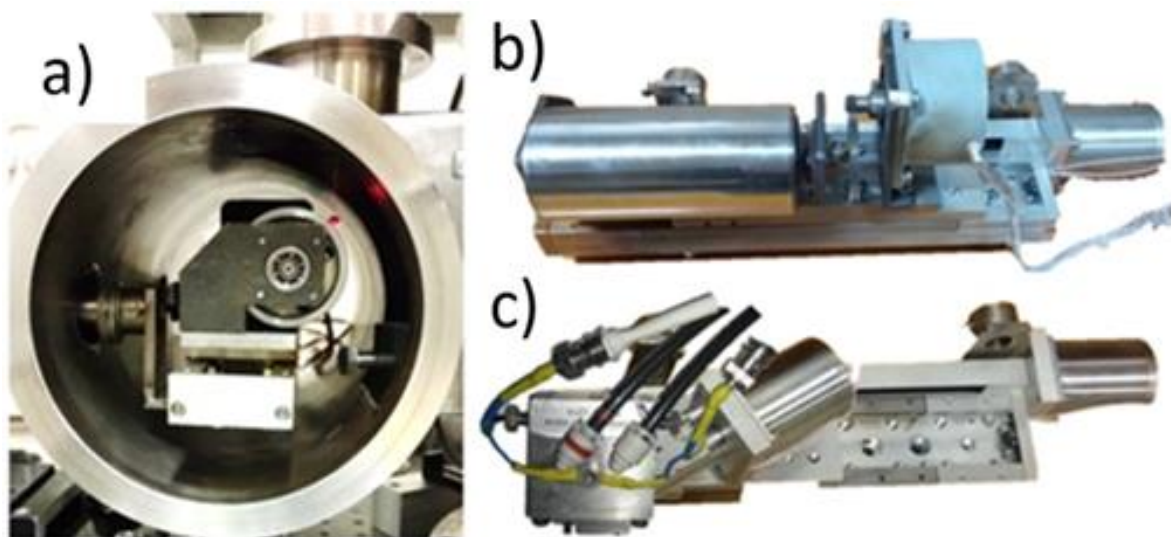


Рисунок 3.12. Фотографии камеры открытой мишени (а) и двухкоординатных сканирующих систем для твердотельных (б) и импульсных газовых (с) мишеней.

При работе с газовой мишенью использовался импульсный клапан, описанный в [95]. Сравнение спектров излучения твердотельных и газовых мишеней, полученных на данном рефлектометре (см. рис. 3.13) и в работах других авторов [92, 95], показало, что спектр твердотельных мишеней шире, а спектральная интенсивность излучения и яркость источника в среднем выше, чем у газовых ЛПИ.

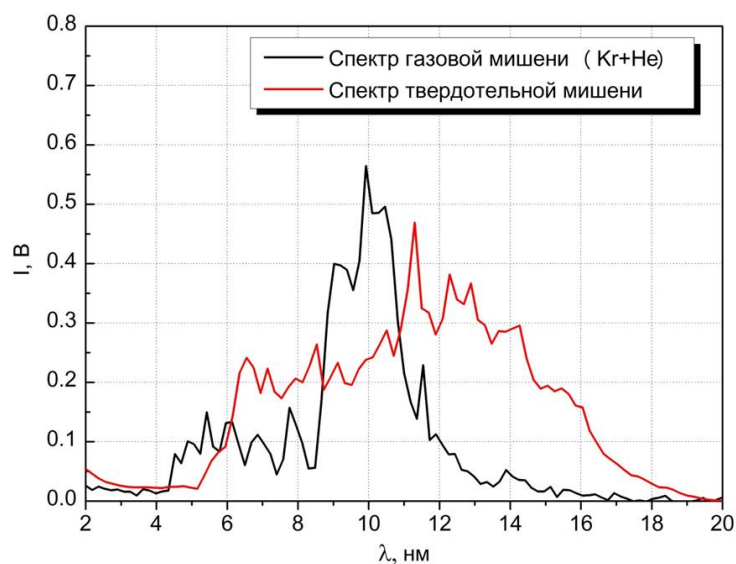


Рисунок 3.13. Сравнение спектров газовой (Kr+He) и твердотельной мишени (нерж. сталь).

Газовые мишени предпочтительнее при работе на отдельных спектральных линиях. Поэтому для рефлектометрии используются по большей части твердотельные мишени.

Спектры излучения, полученные с различными дифракционными решетками и материалами мишени (сплошные линии), и спектральная зависимость эффективности дифракционной решетки 300 линий / мм (кривая, отмеченная прямоугольниками) показаны на рис. 3.14. Три спектра, снятые последовательно, без нормализации интенсивности сигнала монитора, характеризующие воспроизводимость характеристик излучения источника, показаны на рис. 3.15. Время измерения в каждой точке составляло 5 с. Стоит отметить, что узкие пики ввиду хорошей повторяемости их положения на спектрах не связаны с флуктуациями интенсивности, а обусловлены спектральными линиями на фоне континуума.

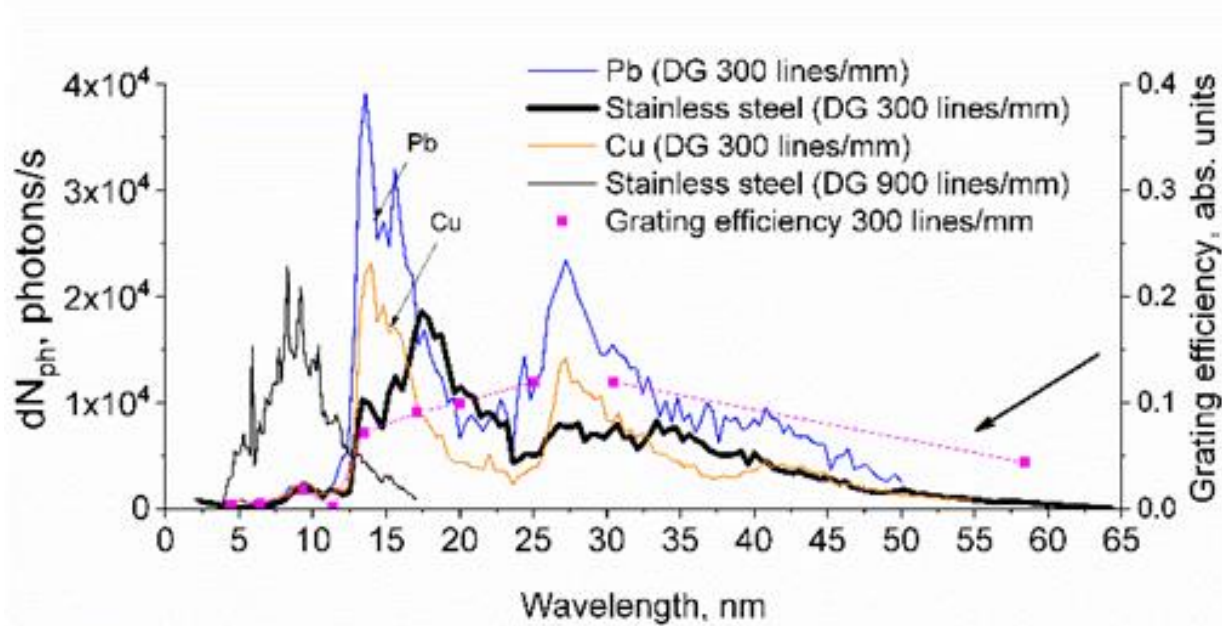


Рисунок 3.14. Спектры различных материалов мишени для ГДР 300 и 900 шт./мм (сплошные линии). Измеренная спектральная зависимости эффективности ГДР 300 шт./мм (линия с прямоугольниками). Время экспозиции в каждой спектральной точке составило 5 с.

Сравнивая рис. 3.14 и 3.15, можно сделать следующие выводы. Во-первых, источник излучения является широкополосным, что позволяет использовать его в рефлектометрии.

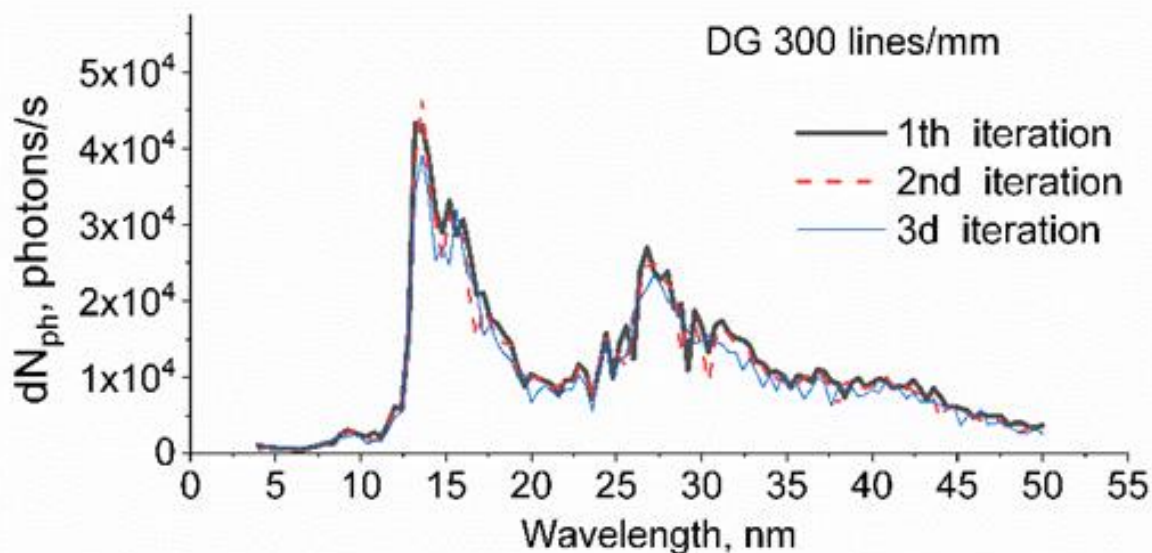


Рисунок 3.15. Последовательно регистрируются спектры, характеризующие воспроизводимость эмиссионных характеристик источника. Время экспозиции в каждой спектральной точке составило 5 с.

Во-вторых, «обрезание» спектров, наблюдаемое со стороны коротких волн, связано с резким снижением эффективности дифракционной решетки. В длинноволновой области уменьшение интенсивности не так резко и, по-видимому, связано с уменьшением эффективности дифракционной решетки и уменьшением коэффициентов отражения зеркал. В-третьих, сходство спектров от мишеней с различными материалами очевидно, рис. 3.14. Это сходство можно объяснить вкладом более высоких порядков дифракционной решетки в записанные спектры. В-четвертых, из последовательно зарегистрированных спектров, показанных на рис. 3.15, видны флуктуации интенсивности на уровне нескольких процентов в области 15 нм - до $\pm 10\%$. Влияние этой нестабильности на результаты измерения коэффициентов отражения и пропускания минимизируется путем нормализации на сигнал монитора.

3.3.3. Гониометр для тестирования образцов

При изготовлении и характеристике элементов рентгеновской оптики требуется полная информация о коэффициентах отражения/пропускания/рассеяния во всех точках образца. Образцы могут быть плоскими или криволинейными. В последнем случае, помимо стандартных режимов сканирования, необходимо установить локальную нормаль к поверхности образца под требуемым углом по отношению к направлению падающего зондирующего пучка. В зависимости от применения образцы могут иметь размеры от единиц до сотен миллиметров. Для исследования образцов с произвольной формой поверхности и

диаметром до 500 мм в рамках диссертационной работы был разработан малогабаритный, простой в настройке и использовании гониометр, фотография и схема движений которого приведены на рис. 3.16.

Гониометр обеспечивает следующие перемещения: вертикальное (Z) и горизонтальное (X) движение, вращение вокруг оси X (вращение ω), ось Y (вращение θ) и ось Z (вращение φ) и две степени свободы для детектора: 2φ и 2θ вращения. Основные параметры движений гониометра приведены в таблице 3.3. Применяются высокоточные шаговые двигатели, и каждое движение начинается с концевой датчика. Точность позиционирования гониометра также приведена в таблице 3.3. Благодаря вращению образца и детектора в диапазонах, указанных в таблице 3.3, гониометр позволяет измерять образцы с числовой апертурой до $NA = 0,5$.

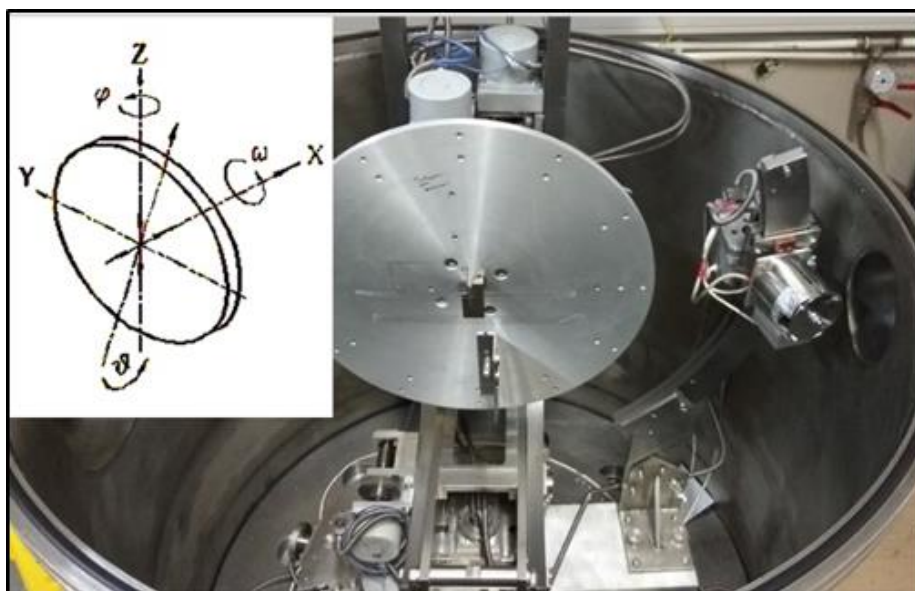


Рисунок 3.16. Фотография вакуумной камеры изнутри и гониометра, а также схема движения гониометра.

Таблица 3.3. Основные характеристики движений, предоставляемые гониометром.

Тип движения	Диапазон движения	Точность движения
X - координата, мм	50	0,1
Z - координата, мм	150	0,1
ω - поворот образца, град	360	0,025
φ - поворот образца, град	360	0,025
θ - поворот образца, град	± 30	0,025
2φ - поворот детектора, град	360	0,025
2θ - поворот детектора, град	± 30	0,025

3.3.4. Детектор МР и ЭУФ излучения

Для регистрации излучения в качестве основного детектора используется шевронная сборка из двух микроканальных пластин (МКП) с фотокатодом CsI (рис.3.17).



Рисунок 3.17. Детектор на шевронной сборке из двух микроканальных пластин (МКП) с фотокатодом CsI.

Толщина слоя CsI составляет около 100 нм. Измерение интенсивности импульса осуществляется следующим образом. После облучения фотокатода МР и ЭУФ фотонами фотоэлектроны падают на первый МКП, где в разных каналах генерируются электронные лавины, которые соответственно усиливаются во втором МКП. На выходе шевронной сборки электроны попадают на коллектор, находящийся под положительным потенциалом относительно входа второй МКП. Коллектор подключен к усилителю через конденсатор, который заряжается током электронов. Потенциал коллектора считывается схемой (S/H) из буфера, подключенного к пластине коллектора через большой входной импеданс, который обеспечивает довольно медленное снижение потенциала из-за разряда. S/H синхронизируется импульсом, подаваемым на электрооптический затвор Nd: YAG-лазера. Затем сохраненный S/H-потенциал считывается аналого-цифровым преобразователем.

Усиление МКП может варьироваться в широких пределах изменением подаваемого на них напряжения. В эксперименте приложенные напряжения соответствуют линейному режиму

работы детектора. Количество детектируемых фотонов в спектральном диапазоне 1 нм в секунду dN_{ph} [фотон/(с×нм)] может быть определено следующим образом:

$$dN_{ph}=C \times U \times F / (e \times G \times \Delta_{1/2}), \quad (3.9)$$

где C [Ф] – емкость коллектора, U [В] - выходное напряжение детектора, F - частота следования импульсов [Гц], e - заряд электрона [Кл], G - коэффициент усиления МКП и $\Delta_{1/2}$ - полуширина спектральной полосы пропускания спектрометра [нм]. Усиление МКП G определялось следующим образом. Используя рефлектометр с рентгеновской трубкой [74] в режиме однофотонного счета, было найдено напряжение МКП, когда началось насыщение заряда. Напряжение составило 2,1 кВ, среднее значение заряда, которое определяет на коэффициент усиления, было $G_{st} = 1,1 \times 10^7$.

В режиме линейного детектора с ЛПИ была измерена зависимость сигнала детектора, т.е. усиление МКП в относительных единицах в зависимости от напряжения. Обнаружилось, что насыщение началось при 1,7 кВ. Зная усиление МКП при 2,1 кВ и вышеупомянутую зависимость от усиления по напряжению, можно оценить усиление МКП в эксперименте на уровне $G = 1,0 \times 10^5$. Если положить значения $C = 50$ пФ, $F = 10$ Гц, $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл, $G = 1,0 \times 10^5$ в уравнении (3.9), его можно переписать следующим образом:

$$dN_{ph}=1,9 \times 10^4 \times U / \Delta_{1/2} \text{ [фотонов/(с×нм)]} \quad (3.10)$$

Соответственно количество детектируемых фотонов в спектральной полосе пропускания спектрометра составляет

$$dN_{ph}=1,9 \times 10^4 \times U \text{ [фотонов/с]} \quad (3.11)$$

Максимальные выходные напряжения ограничены нелинейностью детектора и составляют $V_{st} = 2,5$ В. Соответственно, максимальное количество обнаруженных фотонов в секунду составляет $4,8 \times 10^4$ или $4,8 \times 10^3$ фотонов в одном импульсе.

3.4. Юстировка и тестирование основных характеристик рефлектометра

3.4.1. Юстировка рефлектометра

Для достижения конструктивных характеристик рефлектометра необходима точная настройка всех рентгеновских оптических элементов. В случае спектрометра-монохроматора Черни-Тернера проблема усложняется наличием двух коллиматорных зеркал и необходимостью формирования с их помощью параллельных фронтов излучения. Для решения этой проблемы при разработке устройства была выбрана следующая концепция

прибора. Сначала все оптические элементы монтируются на фланцах, которые пристыковываются к верхней пластине оптического стола, что обеспечивает стабильность размеров всей оптической системы. Вакуумные камеры являются съемными, что обеспечивает легкий доступ ко всем элементам во время их регулировки, рис. 3.18. Во-вторых, коллиматорные зеркала, дифракционная решетка и тороидальное зеркало оснащены приводами, управляемыми шаговыми двигателями. Наличие этих приводов позволяет финальную регулировку углов падения излучения на коллиматорные зеркала и тороид уже по рентгеновскому лучу. Критериями выбора значений рабочих углов являются: в случае коллиматорных зеркал - максимальное спектральное разрешение устройства, тороида - минимальные размеры зондирующего пучка в центре гониометра.

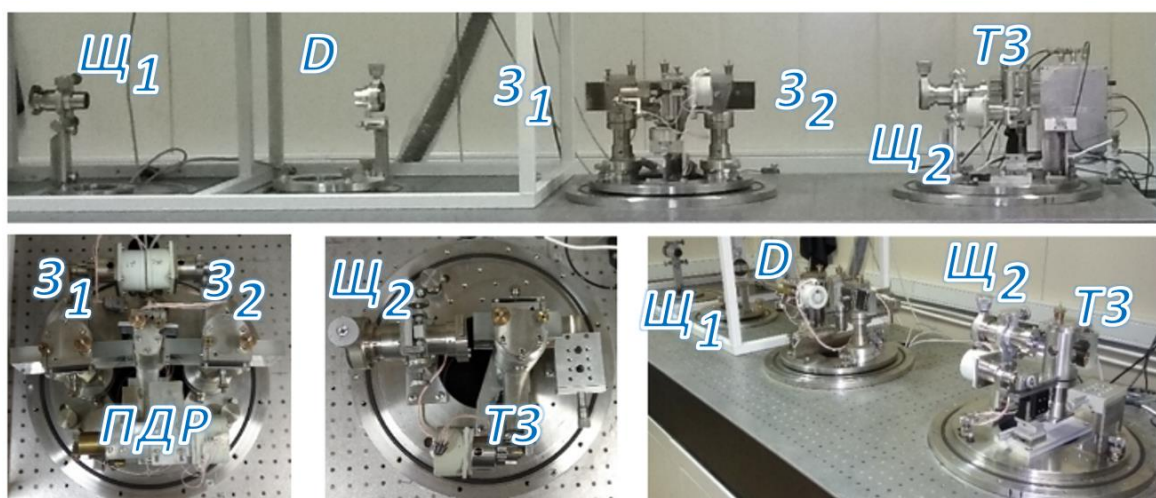


Рисунок 3.18. Фотографии рефлектометра со снятыми вакуумными камерами. Щ₁ - входная щель; D - диафрагма; З₁, З₂ – зеркала; ПДР – плоская дифракционная решетка; Щ₂ - выходная щель; ТЗ - тороидальное зеркало.

Горизонтальные и вертикальные наклоны щелей, диафрагмы, зеркал и дифракционной решетки контролируются теодолитом. Это возможно благодаря съемной конструкции вакуумных камер спектрометра. Наибольшую сложность вызывает юстировка углов поворота коллиматорных зеркал относительно оптической оси. Необходимо было убедиться, что волновой фронт, отраженный от зеркала коллиматора, был параллелен в меридиональной плоскости (см. рис. 3.3). Для этих целей в центрах щелей Щ₁ и Щ₂ последовательно устанавливался источник сферической волны на основе одномодового оптического волокна, питаемого излучением He-Ne-лазера. Отраженный от соответствующего коллиматорного зеркала волновой фронт регистрировался с помощью ПЗС-камеры в двух плоскостях, перпендикулярным оптической оси устройства, на расстоянии 1 м друг от друга. Был выбран угол поворота зеркала коллиматора γ , при котором горизонтальные сечения фронта в обеих

плоскостях будут одинаковыми. Угол поворота, вертикальное и горизонтальное положение, а также наклон тороидального зеркала были установлены путем минимизации размера светового луча (от источника сферической волны, расположенного в центре входной щели Щ₁) на оси гониометра, где временно была закреплена ПЗС-камера. На последнем этапе размер рентгеновского пучка определялся с помощью ножевого метода (метода Фуко) по обеим координатам и минимизировался вращением тороида. Подробная методика юстировки данного рефлектометра представлена в приложении.

3.4.2. Тестирование основных характеристик рефлектометра

Эксперименты проводились с двумя голографическими решетками 900 и 300 шт./мм. Ширина входной щели - 50 мкм, коллиматорной щели - 1,15 мм, что соответствует 25% засветки зеркала З₁, ширина выходной щели - 30 мкм, а вертикальный размер выходной щели составлял 3 мм. Материал мишени - нержавеющая сталь.

3.4.2.1. Тестирование спектрального разрешения

Спектральное разрешение спектрометра-монохроматора оценивалось из анализа кривых пропускания тонкопленочных фильтров в области краев поглощения. В эксперименте использовались свободновисящие (без поддерживающей сетки) тонкопленочные фильтры Be и Al, изготовленные по методике, описанной в [94]. На рис. 3.19, а) и б) показаны спектральные зависимости пропускания Al-фильтра (вблизи края L-поглощения) и Be-фильтра (вблизи края K-поглощения), измеренные с помощью дифракционной решетки 900 шт./мм.

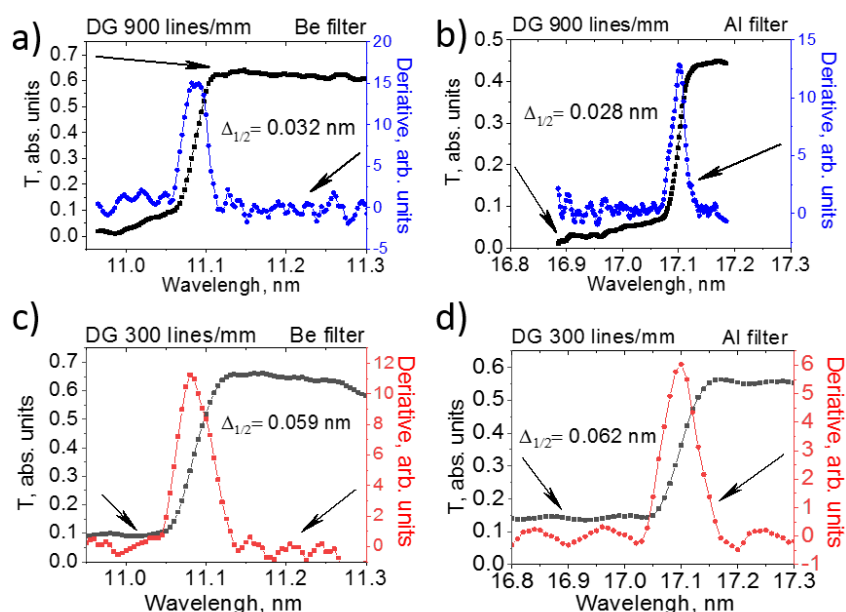


Рисунок 3.19. Спектральные зависимости коэффициентов пропускания фильтров Al (вблизи края L-поглощения) и Be (края K-поглощения), измеренные с помощью дифракционных решеток 900 шт./мм (а и б) и 300 шт./мм (с и d).

Дифференцирование кривой в области края поглощения дает спектральное разрешение при половине максимальной интенсивности на уровне 0,03 нм. Это согласуется с расчетами, выполненными в разделе 3.3.1. Измерения коэффициента пропускания тех же фильтров, выполненных с дифракционной решеткой 300 шт./мм (рис. 3.19 с) и d)), дают разрешение около 0,06 нм.

3.4.2.2. Определение размера зондирующего пучка на оси гониометра

Размер зондирующего луча на оси гониометра определялся двумя способами: по изображению светового луча от сколотого одномодового оптического волокна (диаметр кора около 4 мкм) на ПЗС-камере и по поперечному сечению рентгеновского пучку в двух взаимно перпендикулярных направлениях (ножевой метод). На рис. 3.20(a) показано изображение светового луча, а на рис. 3.20(b, c) показаны поперечные сечения рентгеновского луча. Как видно из рисунка, размеры пучка, измеренные обоими методами, находятся в хорошем согласии и составляют 0,14–0,32 мм².

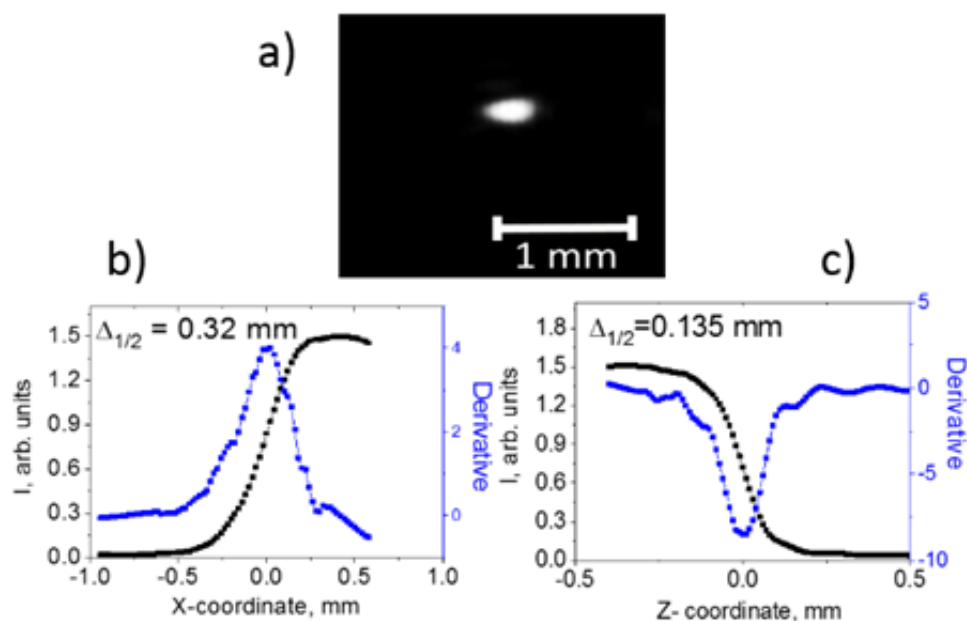


Рисунок 3.20. Определение размера зондирующего луча: (a) по изображению светового луча на ПЗС-камере от точечного источника - кора оптического волокна; (b, c) сечения рентгеновского пучка, полученные ножевым методом в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

3.4.2.3. Исследование влияния более высоких порядков дифракции на измеренные спектры излучения

На рис. 3.21 показаны спектры, измеренные без фильтра и с алюминиевым фильтром толщиной 230 нм, установленным перед детектором.

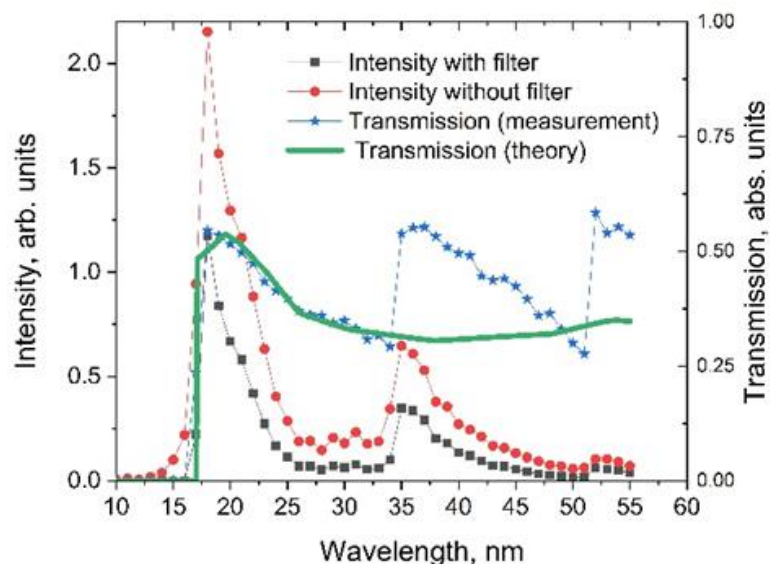


Рисунок 3.21. Измеренные спектры с Al-фильтром толщиной 230 нм и без него, а также спектральная зависимость пропускания Al фильтра, полученная путем деления спектров, и пропускание Al-фильтра толщиной 230 нм, рассчитанное по табличным оптическим константам.

Отношение значений спектра, измеренных с помощью фильтра Al, на значения спектра, измеренного без фильтра, дает спектральную зависимость пропускания фильтра. Сплошная линия показывает расчетное (с учетом поверхностного окисления) пропускание пленки алюминия толщиной 230 нм. Стоит заметить сильное влияние высших порядков дифракции, для подавления которых необходимы полосовые фильтры, которые пропускают излучение в рабочем диапазоне и блокируют его на более коротких длинах волн. На практике для этой цели можно использовать тонкопленочные абсорбционные фильтры, в которых перед полосой пропускания имеется относительно широкая полоса непрозрачности, в которую попадают несколько (второй, третий) высоких порядков дифракции. Примерами таких фильтров могут быть пленки Si (L-край поглощения около 12,4 нм), Al (L-край поглощения около 17 нм), Mg (L-край поглощения около 25 нм), Zr (край поглощения около 47 нм). Например, Al-фильтр толщиной 0,2 мкм подавляет второй порядок в 270 раз, третий порядок в 16 раз. Поскольку эффективность дифракционной решетки в 3-м порядке в несколько раз меньше по сравнению с 1-м порядком, а интенсивность излучения от источника в окрестности 3-го порядка (длина волны около 6 нм) более чем на порядок ниже по сравнению с областью 1-го порядка (17 нм), вклад 3-го порядка в интенсивность зондирующего пучка значительно меньше 1%. Когда один фильтр не обеспечивает требуемый уровень подавления, можно использовать дополнительный. Например, для подавления 2-го и 3-го порядков длины волны 40 нм можно использовать двойной фильтр Al и Li. Таким образом, в случае ЛПИ использование абсорбционных фильтров является очень простым и эффективным средством подавления высоких порядков. Этот вывод подтверждается экспериментом по сравнению коэффициента

пропускания фильтров и коэффициента отражения зеркал с синхротронными измерениями, при которых наблюдается расхождение около 1%.

3.4.2.4. Сравнение измерений, выполненных на рефлектометре и на синхротроне BESSY II

Для проверки точности измерений разработанного лабораторного рефлектометра регулярно производится сравнение результатов для одних и тех же образцов, полученных на рефлектометре и проведенных на синхротроне BESSY II [67].

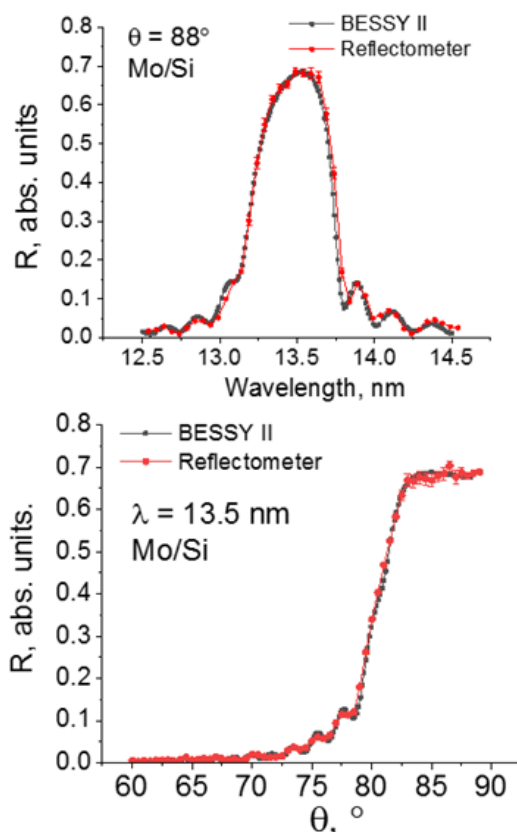


Рисунок 3.22. Сравнение спектральных (вверху) и угловых (внизу) зависимостей коэффициентов отражения для зеркала Mo / Si, выполненных на лабораторном рефлектометре, с измерениями, выполненными на оптическом канале BESSY II. Измерения проводились с использованием монитора, время экспозиции в каждой точке измерения составляло 5 с.

На рис. 3.22 приведены спектральные и угловые зависимости коэффициентов отражения многослойных зеркал Mo/Si. Время экспозиции в каждой точке измерения составляло 5 с. Mo/Si структуры крайне удобны в качестве эталонных образцов, поскольку они имеют высокую временную стабильность. Как видно из рис. 3.22, коэффициент отражения зеркала составляет около 70%, кривые хорошо согласуются как по форме, так и по величине пикового коэффициента отражения. Оценка результатов дает среднеквадратичную ошибку измерений

коэффициента отражения на уровне $\pm 0,8\%$ от измеренного значения, что вполне достаточно для большинства практических задач.

В случае, когда необходимо измерить карту коэффициентов отражения на поверхности зеркала, стандартное время накопления сигнала для одной точки составляет 5 секунд. Стандартная измеренная кривая содержит 60 точек, для измерения одной кривой требуется около 5 минут. Построение карты распределения коэффициентов отражения по подложке диаметром 100 мм с шагом 10 мм занимает около 6 часов.

3.5. Основные результаты главы 3

1. Разработан лабораторный рефлектометр на основе лазерно-плазменного источника МР и ЭУФ излучения и спектрометра-монокроматора Черни-Тернера, предназначенный для точных измерений спектральных характеристик рентгеновской оптики с техническими характеристиками:

- диапазон длин волн 4-60 нм;
- спектральное разрешение - 0,03 нм с дифракционной решеткой 900 шт/мм и 0,06 нм с решеткой 300 шт/мм.
- размеры зондирующего пучка на образцах - 0,14–0,32 мм².
- диаметр исследуемых образцов до 500мм
- сканирование по 2 линейным и 3 вращательным координатам, и по длине волны
- подавление высших порядков с помощью фильтров
- точность измерений коэффициентов отражения/пропускания $\pm 0,8\%$

2. Разработаны экспериментальные методики для измерения коэффициентов отражения/пропускания/ рассеяния

3. Изучены эмиссионные характеристики ЛПИ с газоструйными и твердотельными мишенями, определены оптимальные параметры источников для разных участков рабочего диапазона длин волн и решаемых задач.

Глава 4. Широкополосные зеркала для изучения короны Солнца в ЭУФ диапазоне

Глава посвящена разработке, изготовлению и анализу широкополосных Mo/Si многослойных зеркал, которые могут быть использованы в том числе для спектрогелиографов солнечной обсерватории «КОРТЕС», работающих в спектральных диапазонах 17–21 и 28–33 нм. Показаны преимущества стекового подхода. Приведены результаты измерений отражательных характеристик зеркал.

Исследования, представленные в данной главе диссертационной работы, описаны в авторских публикациях [А6, А7, А9, А12, А13, В7, В9, В11, В13, В19, В24].

4.1. Спектрогелиографы солнечной обсерватории «КОРТЕС»

Конструкция спектрогелиографов солнечной обсерватории «КОРТЕС»

Проектируемый эксперимент «Кортес» представляет собой перспективную миссию по исследованию солнечной активности на борту Международной Космической Станции [2]. Научная аппаратура включает целый комплекс изображающих и спектральных приборов для проведения наблюдений в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах практически всех слоев солнечной атмосферы: хромосферы, переходного слоя и короны. В частности, в состав аппаратуры входят бесщелевые спектрогелиографы, позволяющие одновременно получать пространственную и спектральную информацию в диапазонах 17-21 нм и 28-33 нм. Принцип действия спектрогелиографов заключается в следующем: излучение проходит через входной фильтр, попадает на дифракционную решетку, после чего фокусируется с помощью многослойного зеркала на ПЗС-детекторе, покрытом дополнительным фильтром. Схематически конструкция спектрогелиографов представлена на рис. 4.1.

В результате, на кадре формируется серия монохроматических изображений Солнца, сжатых и сдвинутых относительно друг друга вдоль оси дисперсии. Данные спектрогелиографов позволяют восстанавливать интенсивность эмиссии активных областей и солнечных вспышек [97]. Большой интерес также представляет возможность получения детальных спектров корональных выбросов массы.

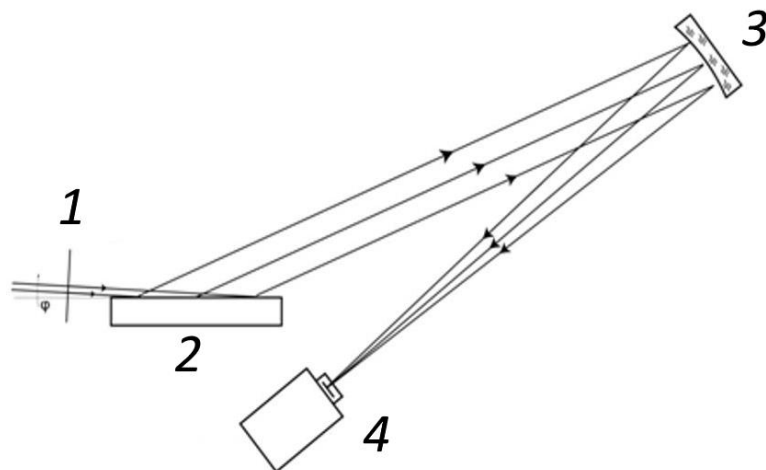


Рисунок 4.1. Оптическая схема спектрогелиографов солнечной обсерватории «КОРТЕС»: 1 – защитный тонкопленочный фильтр, 2 – дифракционная решетка, 3 – многослойное рентгеновское зеркало, 4 – ПЗС-детектор.

Конкретные спектральные диапазоны 17-21 нм в спектре излучения солнечной короны нм и 28-33 нм выбраны с учетом научных задач. В частности, в диапазоне 17-21 нм находится много линий железа различной степени ионизации – Fe XI, Fe XII, Fe XIII, FeXXIV а также некоторые другие ионы [98]. На диапазон 28-33 нм приходится большее количество различных ионов, например Si VIII, IX, XI, Mg VIII, Ni XVIII, Ca XVIII, Fe XI, Fe XII, Fe XIII, Fe XIV, Fe XV, Fe XVII, S XII, He II и др. [99]. Перечисленные ионы формируются при различных условиях, соответствующих различным слоям солнечной атмосферы. Их регистрация позволяет проводить диагностики Солнца с разрешением по глубине.

4.2. Оптимизация АМЗ для обсерватории «КОРТЕС»

Традиционной парой материалов, применяемой в диапазоне 12,5–35 нм, является Mo/Si, что определяется гладкостью спектральных зависимостей показателей преломления Mo и Si, относительно низким поглощением Si в этой области и подтвержденной высокой временной стабильностью отражательных характеристик таких структур. При этом периодические многослойные зеркала, которые обеспечивают при фиксированном угле падения излучения достаточно высокий коэффициент отражения, имеющий вид резонансной кривой в относительно узком интервале длин волн, не могут эффективно использоваться для целей данных спектрогелиографов – нужен более широкий рабочий спектральный диапазон (рис. 4.2).

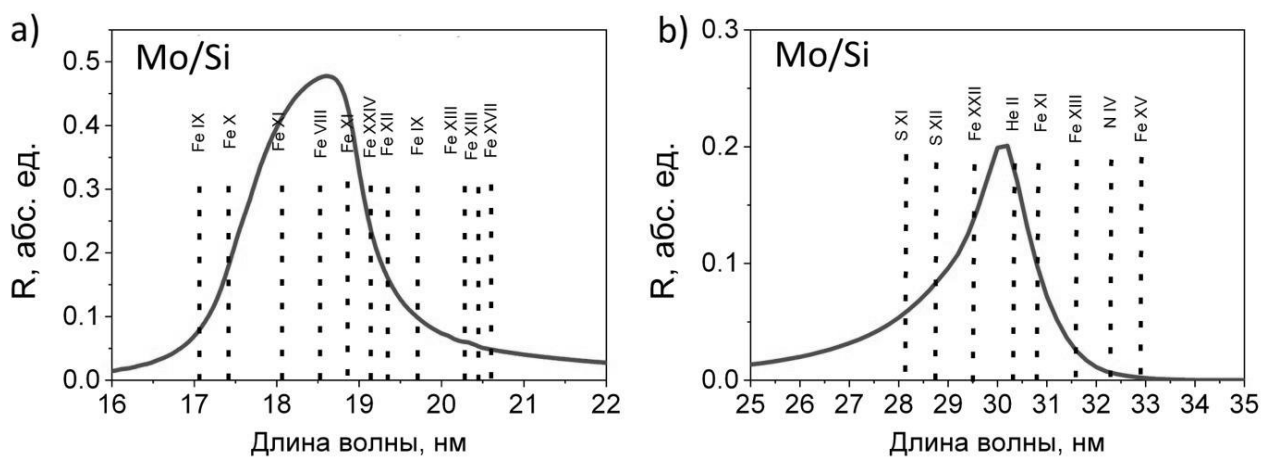


Рисунок 4.2. Рабочие диапазоны спектрогелиографов «КОРТЕС» и теоретические спектральные зависимости коэффициентов отражения соответствующих периодических рентгеновских зеркал Mo/Si: а) – для спектрального диапазона 17-21 нм, б) – для спектрального диапазона 28-33 нм.

Таким образом, требуется разработать и синтезировать широкополосные зеркала, эффективно работающие в требуемых спектральных диапазонах.

Обладая безусловными преимуществами в интервале 12,5–17 нм, в более длинноволновой части спектра ПМЗ на основе Mo/Si заметно уступают в отражательной способности другим составам [102, 103]. При этом наибольший интерес вызывают структуры на основе бериллия, применение которого позволяет повышать отражение Mo/Si-зеркал даже в диапазоне длин волн, меньших 17 нм [104].

Бериллий обладает меньшим в сравнении с кремнием поглощением во всем интервале 12,5–35 нм. А его высокий оптический контраст по отношению к таким материалам как алюминий и магний позволяет создавать высокоэффективные зеркала в диапазоне длин волн, больших 17 нм. При этом бериллий, выступая здесь в качестве рассеивающего элемента, обладает поглощением, близким к поглощению “спейсеров”.

Выше сказанное предоставляет основания предположить, что можно найти альтернативные составы АМЗ, основанных на бериллии и превосходящих по отражательной способности зеркала на основе молибдена и кремния.

Ниже в качестве альтернативы рассчитан ряд Be-содержащих АМЗ, которые удовлетворяют требованиям проекта “КОРТЕС”, и проведено сравнение их рентгенооптических характеристик с традиционными Mo/Si АМЗ.

4.2.1. АМЗ для диапазона длин волн 17–21 нм

Левый край диапазона 17–21 нм АМЗ обсерватории “КОРТЕС” определяется наличием в спектре солнечной короны линий излучения ионов Fe IX и Fe X ($\lambda = 17,1$ нм). В главе 2

рассматривался вопрос влияния возможных флуктуаций толщин материалов на форму кривой отражения АМЗ (на примере структур Mo/Si). Было показано, что относительно малые (порядка процента) отклонения толщин индивидуальных пленок в структуре приводят к заметной (до 0,5 нм) сдвиге краев области эффективного отражения АМЗ. Такие сдвиги могут сказаться фатальным образом на возможности эффективного наблюдения линий ионов FeIX и FeX.

В связи с этим обстоятельством ниже рассматриваются целевые функции, изначально расширяющие рабочий диапазон АМЗ до 16,5–21 нм. Поскольку *L*-край поглощения алюминия соответствует $\lambda = 17,04$ нм, становится невозможным использовать этот материал в составе зеркал.

Таким образом, в качестве возможной альтернативы пары материалов Mo/Si могут выступать сочетания Mo/Be и Mo/Be/Si.

Важным для оптимизации вопросом является определение близости рассчитанных параметров к реальным параметрам тонких пленок в многослойной структуре. Имеются в виду межслоевые шероховатости и плотности материалов в индивидуальных слоях. Данные о шероховатостях пленок молибдена, бериллия и кремния приведены в [100, 104]. В расчетах, проводившихся далее, приняты величины, указанные в табл. 4.1.

Таблица 4.1. Величины шероховатости слоев молибдена, кремния и бериллия, принятые в расчетах АМЗ для интервала 16.5–21 нм.

Структура	σ_{Mo} , нм	σ_{Si} , нм	σ_{Be} , нм
Mo/Si	0.6	1.2	-
Mo/Be	0.7	-	0.35
Mo/Be/Si	0.27	0.6	0.6

В главе 2 приводятся данные по зависимости плотности пленок молибдена в многослойных структурах Mo/Si от толщины. В литературе отсутствуют такие же данные для структур типа Mo/Be. Однако, как было показано в [105], даже у относительно тонких пленок Mo в составе Mo/Be ПМЗ плотность близка к табличной, поэтому в данной статье мы не учитываем эффекта плотностей, считая их табличными для всех материалов и всех толщин.

Кроме толщин материалов проводилась оптимизация по общему количеству слоев АМЗ. С точки зрения технологии лучшим вариантом является структура с меньшим числом пленок. В этом случае уменьшается время синтеза и снижается величина возможного систематического изменения реальных толщин слоев относительно рассчитанных значений.

Оптимизация проводилась следующим образом. В работе рассматривались АМЗ с различным количеством слоев. Финальной считалась структура с наименьшим количеством пленок, но таким, при котором еще не снижался коэффициент отражения. Именно эти финальные структуры и приведены ниже.

Результаты оптимизации АМЗ Mo/Si, Mo/Be и Mo/Be/Si для диапазона 16–21 нм показаны на рис. 4.3.

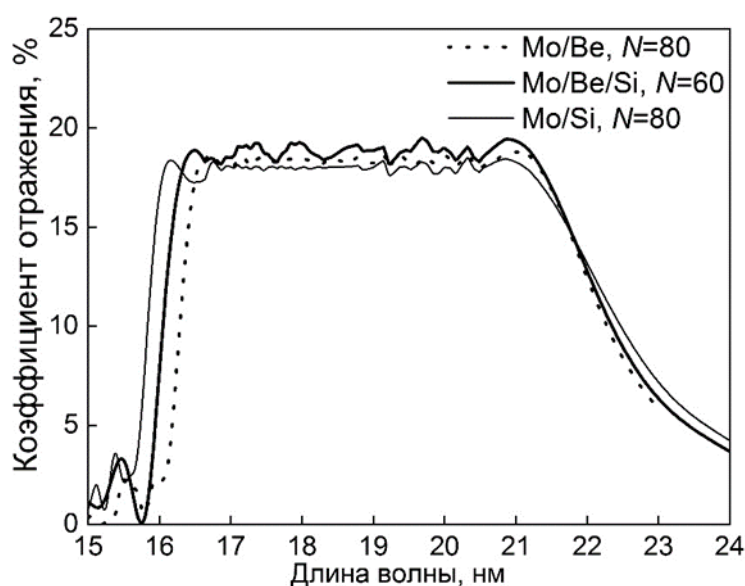


Рисунок 4.3. Коэффициенты отражения АМЗ Mo/Si, Mo/Be и Mo/Be/Si после оптимизации для диапазона 16,5–21 нм. N – количество индивидуальных слоев в структуре.

Нетрудно заметить, что результирующий коэффициент отражения для рассмотренных структур различается незначительно. Для Mo/Si средний коэффициент отражения $R = 18\%$, для Mo/Be $R = 18,5\%$, для Mo/Be/Si $R = 19\%$. АМЗ Mo/Be/Si более предпочтительно, не только из-за более высокого коэффициента отражения, но и потому, что содержит меньшее число слоев (60 против 80 для структур Mo/Be и Mo/Si). Это является ключевым фактором при синтезе структур. Для этой структуры на рис. 4.4 приводится распределение толщин материалов.

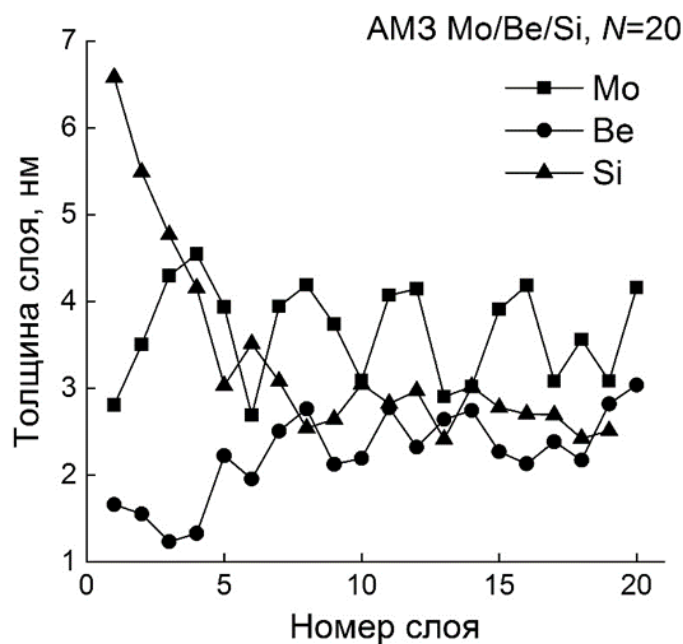


Рисунок 4.4. Значения толщин слоев для оптимальной структуры AM3 Mo/Be/Si (рабочий диапазон 16,5–21 нм). Номер 1 соответствует границе структура-воздух, номер 20 – границе структура-подложка. Первый материал на подложке – молибден.

Эти результаты можно истолковать относительно учета плотности следующим образом. Из рис. 4.4 следует, что толщины большей части пленок молибдена находятся в диапазоне 3–4 нм. По данным, приведенным в главе 2, плотность таких пленок молибдена колеблется в очень небольших пределах: 0,91–0,93 от табличного значения. Таким образом, можно ожидать, что эта незначительная вариация слабо скажется на форме полученной кривой отражения.

4.2.2. AM3 для диапазона длин волн 28–33 нм

Аналогичные исследования проведены для области 28–33 нм. При оптимизации использовались как Mo и Si, так и другие пары материалов (Al/Be и Mg/Be).

Левый (коротковолновый) край диапазона определяется положением линии излучения иона FeXV ($\lambda = 28,4$ нм). Имеющийся интервал между положениями края целевой функции (28 нм) и линии излучения FeXV можно считать достаточным для большинства возможных флуктуаций толщин материалов.

Для пары материалов Mo/Si при расчетах использовались значения шероховатостей из табл. 4.2. Шероховатости структуры Al/Be изучались в работе [102]. Они составляют по 1,3 нм на каждой границе. Шероховатости структур типа Mg/Be на данный момент не изучены. В расчетах были приняты значения σ для Al/Be, то есть те же 1,3 нм.

Единственным, при этом существенным недостатком зеркал на основе магния является хорошо известная временная нестабильность их отражательных характеристик [100]. Магний – активный материал, подверженный окислению при хранении в комнатных условиях. И если в массивном образце процессы окисления могут быть остановлены в тонком приповерхностном слое, то в тонкопленочных системах сдержать их чрезвычайно трудно. Поэтому важнейшей проблемой магниевых многослойных структур является разработка защитных покрытий.

В случае зеркал Mg/Be предлагается использовать защитное покрытие из нанесенной на поверхность структуры тонкой алюминиевой пленки. Стабильность такой системы изучалась на примере ПМЗ Mg/Be, оптимизированной на длину волны 30,4 нм (один из рабочих каналов телескопов обсерватории “Кортес” – линия излучения HeII).

Зеркала осаждались методом магнетронного напыления на кремниевые полированные пластины. Синтезировались два типа ПМЗ: двухкомпонентная структура Mg/Be и такая же структура, но с защитным алюминиевым покрытием Mg/Be + Al_{cap}. Затем зеркала помещались на хранение в разных условиях. Половина образцов хранилась в комнатных условиях, другая половина находилась в форвакууме (давление остаточной атмосферы ~ 100 Па). На рис. 4.5 приведены данные по временной зависимости отражения по этим образцам.

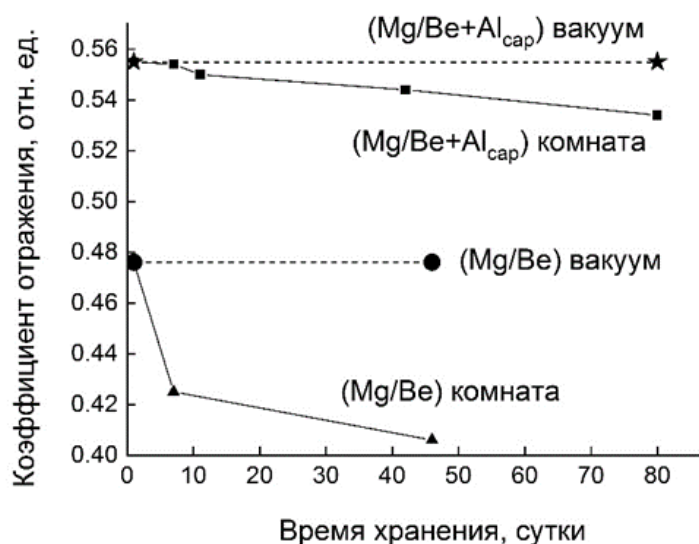


Рисунок 4.5. Сравнение временных зависимостей коэффициентов отражения ПМЗ Mg/Be и Mg/Be + Al_{cap}, хранящихся как в комнатных условиях, так и в форвакууме (при давлении 100 Па).

Нетрудно заметить, что зеркала с защитным алюминиевым покрытием не только обладают повышенной временной стабильностью, но и имеют большее значение пикового коэффициента отражения. Образцы, хранившиеся в условиях форвакуума, демонстрируют

высокую стабильность отражательных характеристик. Следует заметить, что обеспечить такие значения давления (100 Па) нетрудно даже для транспортировочных боксов. Но и в комнатных условиях зеркала с защитным алюминиевым покрытием показали приемлемую устойчивость к окислению. При длительных (порядка нескольких месяцев) сроках хранения зеркал перед выводом обсерватории на орбиту они (как следует из рис. 4.8) теряют приблизительно по 0.8% отражения в месяц.

Таким образом, можно считать, что система типа Mg/Be + Al_{cap} обладает временной стабильностью, достаточной для многих применений. На основе такой системы были оптимизированы АМЗ для диапазона 28–33 нм. Результаты оптимизации АМЗ для спектрального интервала 28–33 нм представлены на рис. 4.6.

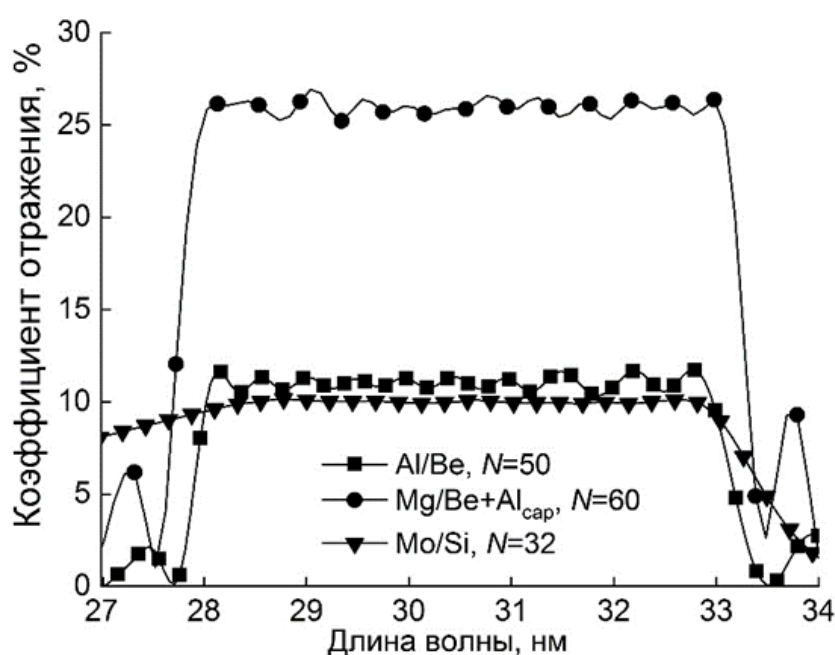


Рисунок 4.6. Сравнение Коэффициенты отражения АМЗ Mo/Si, Al/Be и Mg/Be + Al_{cap} после оптимизации для диапазона 28–33 нм. N – количество индивидуальных слоев в структуре.

В данном случае коэффициенты отражения оптимизированных структур заметно отличаются друг от друга. Для традиционной пары Mo/Si средний коэффициент отражения $R = 10\%$, для Al/Be $R = 11,2\%$, для Mg/Be + Al_{cap} $R = 26\%$ (более чем в два раза превышает отражение двух других структур). Кроме того, следует отметить более резкий коротковолновый край спектральной зависимости $R(\lambda)$ для бериллиевых АМЗ.

Если относительно небольшое приращение отражения АМЗ Al/Be нивелируется увеличением количества слоев до 100, то существенное преимущество Mg/Be + Al_{cap} в отражении делает допустимым $N = 120$ (плюс один слой алюминия). Для этой структуры на рис. 4.7 приводится распределение толщин материалов.

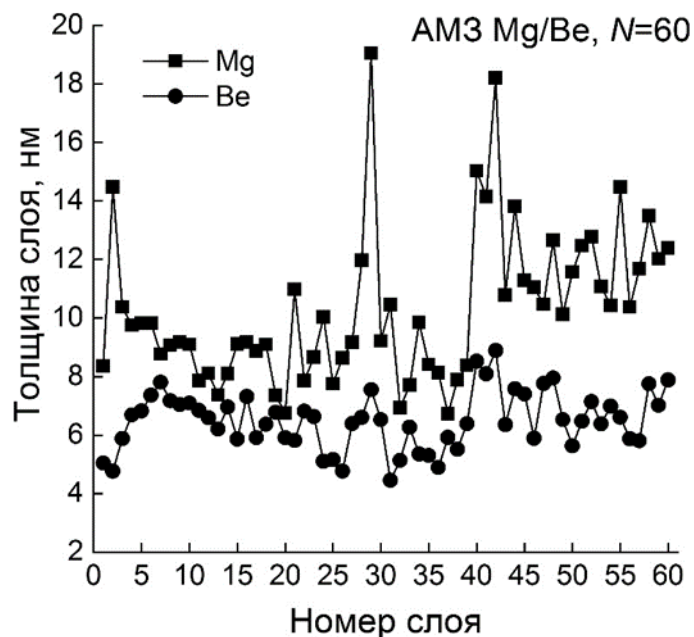


Рисунок 4.7. Значения толщин слоев для оптимальной структуры AM3 Mg/Be + Al_{cap} (рабочий диапазон 28–33 нм). Номер 1 соответствует границе структура-воздух, номер 60 – границе структура-подложка. Первый материал на подложке – магний.

Таким образом, в данном разделе рассчитаны и оптимизированы составы бериллийсодержащих аperiодических многослойных зеркал, предназначенных для спектрогелиографов обсерватории “КОРТЕС”. Новые многослойные системы должны стать альтернативой традиционным двухкомпонентным AM3 Mo/Si.

В спектральном интервале 17–21 нм структуры типа Mo/Be/Si при незначительном превосходстве в среднем коэффициенте отражения (19% против 18% у AM3 Mo/Si) имеют существенное технологическое преимущество, заключающееся в уменьшении общего количества слоев (60 против 80 у AM3 Mo/Si). Для нивелирования эффекта сдвигки рабочего диапазона AM3 вследствие флуктуаций реальных толщин оптимизация проводилась на расширенный диапазон длин волн 16,5–21 нм.

В спектральном диапазоне 28–33 нм наилучшим отражением обладают структуры на основе Mg/Be. Коэффициент отражения от них потенциально в два с половиной раза превосходит отражение от традиционных Mo/Si AM3 (26% против 10%).

Использование сочетания магния и бериллия (на наш взгляд) стало возможно благодаря найденному решению проблемы окисления магний-содержащих тонкопленочных систем. Разработанное и изученное защитное покрытие на основе алюминия позволяет без значительных потерь коэффициента отражения хранить в комнатных условиях структуры типа Mg/Be + Al_{cap}.

4.3. Стековые широкополосные зеркала

Разработан дизайн и экспериментально изучены аperiodические и стековые широкополосные Mo/Si зеркала для задач проекта “КОРТЕС”, оптимизированные на равномерное отражение в диапазоне длин волн 17–21 нм. Показано, что стековые структуры при незначительном проигрыше в величине коэффициента отражения оказываются намного более предпочтительными с точки зрения изготовления и аттестации, что в свою очередь, позволяет корректировать процесс напыления и за небольшое число итераций достигать расчетных параметров многослойного зеркала.

Несмотря на определенные успехи, достигнутые в области изготовления аperiodических зеркал, на практике эта задача остается довольно сложной. Изготовление рентгеновского зеркала, состоящего из большого числа (зачастую более сотни) слоев с индивидуальными толщинами, обладающего оптимальным заданным коэффициентом отражения, упирается, прежде всего, в сложность и длительность процесса калибровки: на начальной стадии напыления рост пленки происходит нелинейно, коэффициенты прилипания атомов отличаются, также происходит перемешивание материалов. Технологические ошибки в толщинах слоя порядка 1-2%, не оказывающие существенного влияния на коэффициент отражения периодической многослойной структуры, здесь вносят заметные искажения, как показано в главе 2. Фактически, чтобы корректно напылить N различных толщин, необходимо провести порядка N разных калибровок. Это все при условии, что материалы достаточно хорошо изучены на стадии изготовления периодических зеркал, то есть известны как плотности пленок, так и межслоевые шероховатости. Такое априорное знание необходимо, поскольку результат решения задачи оптимизации будет существенно определяться шероховатостями, т.е. оптимальные толщины аperiodического многослойного зеркала будут разными в зависимости от предполагаемых характеристик границ. Далее, после изготовления зеркала проводится его аттестация. В случае отличия отражательных характеристик изготовленной многослойной структуры от расчетных значений необходимо решить обратную задачу восстановления структуры зеркала с тем, чтобы произвести коррекцию технологического процесса. Решение обратной задачи в классе аperiodических структур представляет огромную сложность, зачастую никакой существенной информации о строении отдельных пленок по данным рефлектометрических измерений получить не удастся. Понимание этих проблем заставляет обратить внимание на подход, впервые насколько известно автору, предложенный в [34] для рентгеновского телескопа «жесткого» рентгеновского диапазона (20-40 кэВ, угол падения излучения $0,3^\circ$). Предложенная структура Pt/C многослойного зеркала представляла собой 8 напыленных друг на друга периодических многослойных зеркал с периодами 60-30 ангстрем, убывающими к подложке. Всего структура

состояла из 168 слоев, причем толщина Pt фиксировалась на уровне на 15 Å, кроме верхнего слоя, в котором доли Pt и С выбирались равными с целью подавления второго брэгговского пика. Из-за своей простоты этот метод был успешно применен при разработке рентгеновских зеркал скользящего падения для рентгеновских телескопов InFOC μ S и ASTRO-H.

Позднее в [31] на основе подхода, разработанного в [11], в кинематическом приближении было получено аналитическое выражение для коэффициента отражения такой структуры и сформулированы основные принципы ее дизайна, а именно: выполнение $N_i d_i = \text{const}$ для всех периодических зеркал, входящих в ее состав, причем число периодов N_i соседних зеркал отличается на единицу, период d_i , уменьшается вглубь структуры, что соответствует ABC – модели [23]. Как и в случае суперзеркал, уширенная по сравнению с периодическим зеркалом полоса отражения образуется за счет того, что коротковолновое излучение проникает на большую глубину, где в соответствии с условием Брэгга отражается от периодического зеркала с меньшим периодом.

Апериодические зеркала такого типа, то есть, состоящие из нескольких периодических зеркал с набором характеристик $\{N_i, d_i, \gamma_i\}$ (соответственно число периодов, его величина и доля сильнопоглощающего слоя – для каждого периодического зеркала) получили название блок-структур в работах [31, 34], или стековых структур в работах [28, 106, 107], посвященных разработке и изготовлению широкополосных зеркал для мягкого и ЭУФ - диапазона. В [28, 106] впервые было проведено сравнение аperiодического и стекового подходов к изготовлению широкополосных Mo/Si зеркал нормального падения, обладающих постоянным коэффициентом отражения в диапазоне углов от 0 до 20° к нормали ($\lambda = 13,5$ нм). Расчетный коэффициент отражения для аperiодического зеркала, образованного 101 слоем Mo и Si с толщинами в диапазоне 2,7 - 4,5 нм составил 45%, отклонение в пределах единиц процентов. Оптимизированное зеркало, составленное из трех периодических структур с параметрами (от подложки) $N_1 = 30$ ($d_1 = 7,22$ нм), $N_2 = 15$ ($d_2 = 6,90$ нм) и $N_3 = 5$ ($d_3 = 6,10$ нм), обладало расчетным коэффициентом отражения в диапазоне углов 0 - 20°, изменяющимся в диапазоне 43-53%. Изготовленные методом магнетронного напыления широкополосные зеркала в обоих случаях продемонстрировали отражение на уровне более 30% (отличие от расчетного значения объясняется наличием шероховатостей) при большей гладкости измеренного коэффициента отражения для аperiодической структуры. При этом отмечается относительная простота изготовления и аттестации стековых структур, что делает их перспективными объектами оптики ЭУФ диапазона.

4.3.1. Оптимизация стековых структур. Сравнение АМЗ и стековых зеркал для диапазона 17-21 нм

Обсудим применение подобного подхода к разработке и изготовлению широкополосных зеркал для более длинноволнового диапазона длин волн, чем это было сделано в работах других авторов. При этом не будем накладывать никаких априорных ограничений на изменение периода или число слоев в стеке и толщин слоев вглубь структуры. Эти параметры будут рассмотрены как свободные в широком диапазоне значений при численном решении задачи оптимизации. В качестве иллюстрации рассмотрим широкополосные зеркала для разрабатываемой в настоящее время аппаратуры для изучения Солнца «Кортес», предназначенной для установки на МКС. Требовалось изготовить широкополосное зеркало, обеспечивающее в спектральном диапазоне 17-21 нм равномерное отражение с коэффициентом $R \geq 15\%$ при нормальном падении излучения и максимальным отклонением коэффициента отражения в пределах плато менее 10%.

Как было описано в главе 1, вне зависимости от типа искомой структуры (аперидическая или стековая структура) математически задача оптимизации представляет собой минимизацию функционала

$$F = \int [R(\lambda) - R^{target}]^2 d\lambda, \quad (4.1)$$

где R^{target} – целевая функция для коэффициента отражения, определяет высоту «плато». Интеграл вычисляется в области определения R^{target} и рассматриваемая как функция толщин слоев. Процедура содержит несколько итераций, вначале высота плато выбирается на уровне, соответствующем периодическому зеркалу, и постепенно понижается до достижения удовлетворительной гладкости.

В случае аперидических многослойных зеркал (АМЗ) параметрами в задаче оптимизации являются толщины слоев M_0 и S_i в парах $h_i(M_0)$, $h_i(S_i)$, $i = 1, \dots, N_{AMZ}$; общее число слоев N_{AMZ} изначально берется равным таковому для периодической структуры и уменьшается в процессе оптимизации - отбрасываются глубинные слои, не оказывающее заметного влияния на расчётный коэффициент отражения. Таким образом, для аперидической структуры имеется несколько десятков параметров подгона. Шероховатость и плотности для используемой пары материалов M_0/S_i известны [100], их зависимость от особенностей технологического процесса хорошо изучена на этапе изготовления периодических многослойных структур. Для стековой структуры дополнительными свободными параметрами являются величины N_i , число стеков было выбрано равным трем, сверху напылялась защитная пленка S_i , то есть имеем всего 10 параметров, минимизирующих F . Как будет показано ниже, в данном случае этого достаточно для удовлетворения заданным условиям, хотя, очевидно, с увеличением числа стеков

теоретически можно получать более совершенные кривые отражения (в пределе получим аperiодическую структуру).

Оптимизация производилась при помощи алгоритма дифференциальной эволюции реализованного в рамках программы Multifitting.

При вычислениях закладывались ширины переходных областей Мо-на-Si равная 1,2 нм и Si-на-Мо 0,6 нм [100], плотности пленок табличные. В качестве подложек использовались кремниевые пластины для микроэлектронной промышленности с эффективной шероховатостью в диапазоне пространственных частот $0,024-65 \text{ мкм}^{-1}$ $\sigma_{\text{eff}}=0,3 \text{ нм}$ [46].

В многопараметрических задачах всегда возникает вопрос об оптимальности найденного решения. Для повышения охвата параметрического пространства запускались серии автоматических подгонов со случайными начальными значениями искомых параметров, что увеличивает вероятность успеха. Тем не менее, достижение глобального минимума остается негарантированным. В случае аperiодических структур удовлетворяющими заданному критерию обычно оказываются несколько реализаций (рис.4.8).

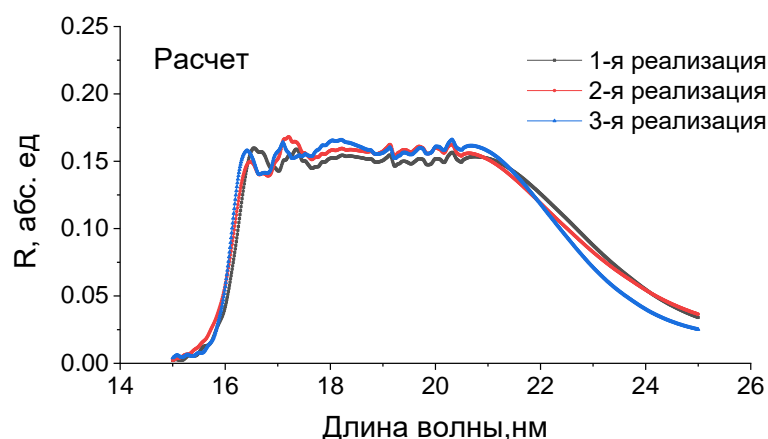


Рисунок 4.8. «Успешные» реализации стековых структур для диапазона 17-21 нм.

На следующем этапе происходит отсев из соображений устойчивости решения к малым возмущениям и удобства синтеза. В данном случае была выбрана 3-я реализация.

Таблица 4.2. «Успешные» реализации стековых структур для диапазона 17-21 нм.

1-я реализация	2-я реализация	3-я реализация
$h(\text{Si}) = 1.4 \text{ нм}$ $N1 = 3, d1 = 11.1 \text{ нм}, \beta=0.35$ $N2 = 3, d2 = 8.77 \text{ нм}, \beta=0.36$ $N3 = 35, d3 = 9.12 \text{ нм}, \beta=0.52$	$h(\text{Si}) = 1.5 \text{ нм}$ $N1 = 3, d1 = 10.84 \text{ нм}, \beta=0.38$ $h(\text{Mo}) = 13.5 \text{ нм}$ $N2 = 3, d2 = 8.14 \text{ нм}, \beta=0.35$ $h(\text{Si}) = 1.3 \text{ нм}$ $N3 = 50, d3 = 8.9 \text{ нм}, \beta=0.44$	$h(\text{Si}) = 1.4 \text{ нм}$ $N1 = 3, d1 = 11.02 \text{ нм}, \beta=0.39$ $N2 = 3, d2 = 8.8 \text{ нм}, \beta=0.39$ $N3 = 32, d3 = 9.04 \text{ нм}, \beta=0.5$

На рис. 4.9 приведен профиль аperiodического Mo/Si зеркала, номер слоя отсчитывается от подложки, на поверхности слой Mo, суммарное число слоев - 80.

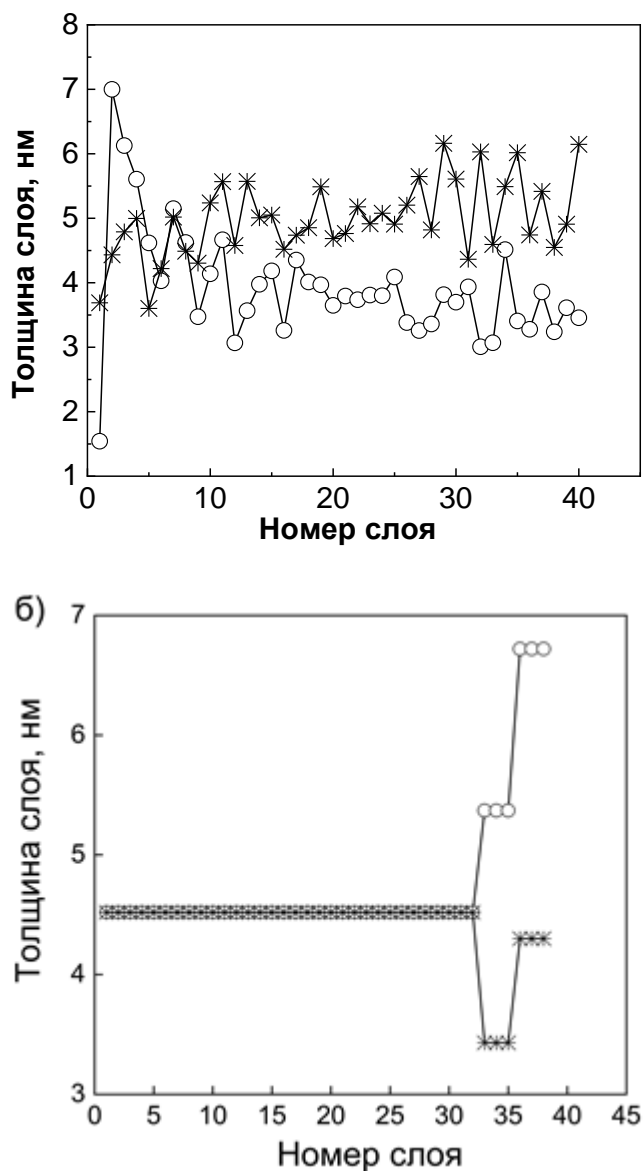


Рисунок 4.9. Зависимости толщин слоев кремния (кружки) и молибдена (звездочки) от номера слоя (отсчет от подложки): (а)– аperiodическое многослойное зеркало, (б) – стекловое.

Для Mo/Si стекловых структур в диапазоне длин волн 17-21 нм многократный запуск процедуры подгона позволяет довольно быстро получить оптимальные значения N для верхних стеков (в нижнем стеке число слоев отвечает выходу решения на насыщение) – см. рис.4.9. В сравнении с [31] период зеркал, составляющих стекловую структуру, возрастает к подложке, условие $N_i d_i = \text{const}$ [31] очевидно не выполняется. Напротив, аналогично [28, 108], поскольку в мягком и ЭУФ диапазонах большую роль начинает играть поглощение излучения в материале, на поверхности стекловой структуры должно находиться относительно тонкое

зеркало, пропускающее излучение в нижние слои. Расчетный коэффициент отражения $R(\lambda)$ для описанных зеркал приведен на рис. 4.10.

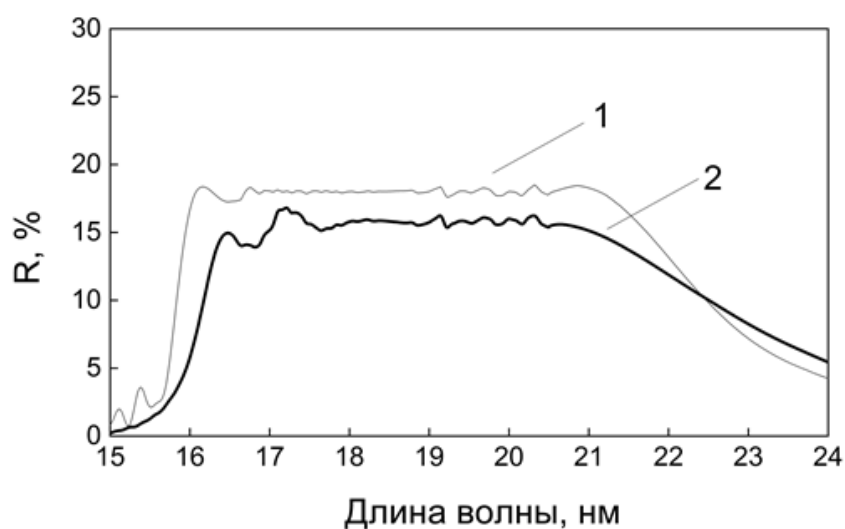


Рисунок 4.10. Расчетные кривые отражения оптимизированных многослойных Mo/Si зеркал апериодического (1) и стекового типа (2). Переходные области составляют 1,2 нм (Mo-на-Si) и 0,6 нм (Si-на-Mo).

Можно видеть, что апериодическое зеркало, безусловно, превосходит стековое с точки зрения гладкости, средний коэффициент отражения в области 17-21 нм для него тоже несколько выше: 18% против 15,8%. Однако, переходя к изготовлению многослойных апериодических структур, мы обнаруживаем, что это незначительное превосходство полностью нивелируется сложностью калибровки по толщинам и последующего синтеза. В то же время, структуры «стекового» типа позволяют обойтись всего несколькими предварительными напылениями.

Следующее важное замечание состоит в том, что толщина осажденной пленки материала определяется двумя основными параметрами: временем прохождения подложки над мишенью и величиной тока на магнетроне (чем выше ток, тем сильнее распыляется материал). Помимо этого, есть также более слабая зависимость от состояния стенок внутри напылительной установки, степени выработки мишени и степени вакуума. При значительной разнице в толщинах напыляемых слоев приходится одновременно корректировать как скорость прохода над мишенью, так и ток магнетрона. В случае обычного апериодического зеркала так делать нельзя: если ток магнетрона будет меняться от слоя к слою, это приведет к заметной неустойчивости процесса. Таким образом, остается лишь один рычаг для изменения – это скорость прохода подложки над мишенью. Однако эта скорость может очень сильно различаться для разных слоев: для напыления толстых слоев необходимо делать ее очень

низкой. При этом возрастет и общее время напыления структуры, а значит, будут сильнее сказываться систематические уходы толщин. Для преодоления этой проблемы в работе [107] функционал модифицирован таким образом, чтобы дополнительно минимизировать отличие между толщинами слоев в соседних периодах аperiodической структуры.

В то же время стековая структура, во-первых, сама по себе содержит меньше слоев. Во-вторых, после напыления каждого стека можно изменить как ток, так и скорость, после чего напылить поверх следующую периодическую структуру. Время напыления структуры будет меньше, значит, уменьшится влияние негативных эффектов.

Далее, процессу изготовления любого многослойного зеркала предшествует процедура калибровки, цель которой – определение скорости роста пленки и времени прохождения подложки над мишенью для достижения конкретной толщины пленки. Для изготовления качественной аperiodической структуры в идеале отдельная калибровка должна быть проведена для каждой отдельной толщины. В случае, если их число велико, технологически задача будет решать на протяжении нескольких недель, за которые качество калибровки существенно понизится из-за дрейфа режима в установке. В такой ситуации обычно поступают следующим образом: осуществляют калибровку для нескольких толщин, а для остальных параметры напыления выставляют из соображений пропорциональности. Таким образом, для аperiodической структуры априори вносится ошибка в толщины слоев в дополнение к неизбежному случайному разбросу из-за микроскачков тока (микропробой), незначительном изменении давления рабочего газа и т.д.

В свою очередь стековая структура требует лишь 3-6 калибровочных напылений для входящих в ее состав периодических зеркал, причем калибровка будет «честная», а не прогнозируемая, что повысит точность синтеза финального широкополосного зеркала. При необходимости повторного изготовления многослойного зеркала с теми же параметрами процедура калибровки должна быть повторена, таким образом адекватная быстрая калибровка означает также хорошую воспроизводимость результата.

Изготовленные широкополосные зеркала аттестовались по отражению на описанном в главе 3 рефлектометре. Кроме того, для изучения строения многослойных зеркал применялся метод малоугловой дифракции рентгеновских лучей. Измерения проводились в диапазоне углов падения излучения на образец $\theta=0-5^\circ$ с использованием четырехкристального высокоразрешающего дифрактометра PANalytical X'Pert Pro на длине волны 0,154 нм.

При решении обратной задачи восстановления параметров многослойного зеркала с целью дальнейшей корректировки параметров роста проявляется важное преимущество стековых структур перед «классическими» аperiodическими зеркалами. С математической точки зрения эта задача не отличается от описанной выше задачи оптимизации параметров

многослойных структур и сводится к минимизации того же самого функционала (1), в котором в качестве R^{target} подставлены экспериментально полученные кривые отражения $R_{\text{exp}}(\lambda, \theta)$. Однако она имеет большее число параметров оптимизации: и протяженность переходных областей, и плотности пленок – в дополнение к толщинам слоев – могут отличаться от заданных и приводить к отличию кривой отражения от расчетной. В случае стековых структур при решении обратной задачи возможно использовать хорошо развитую методологию определения параметров периодических зеркал.

Результат решения обратной задачи по рентгенооптическим данным с использованием авторской программы «Multifitting» показан на рис. 4.11.

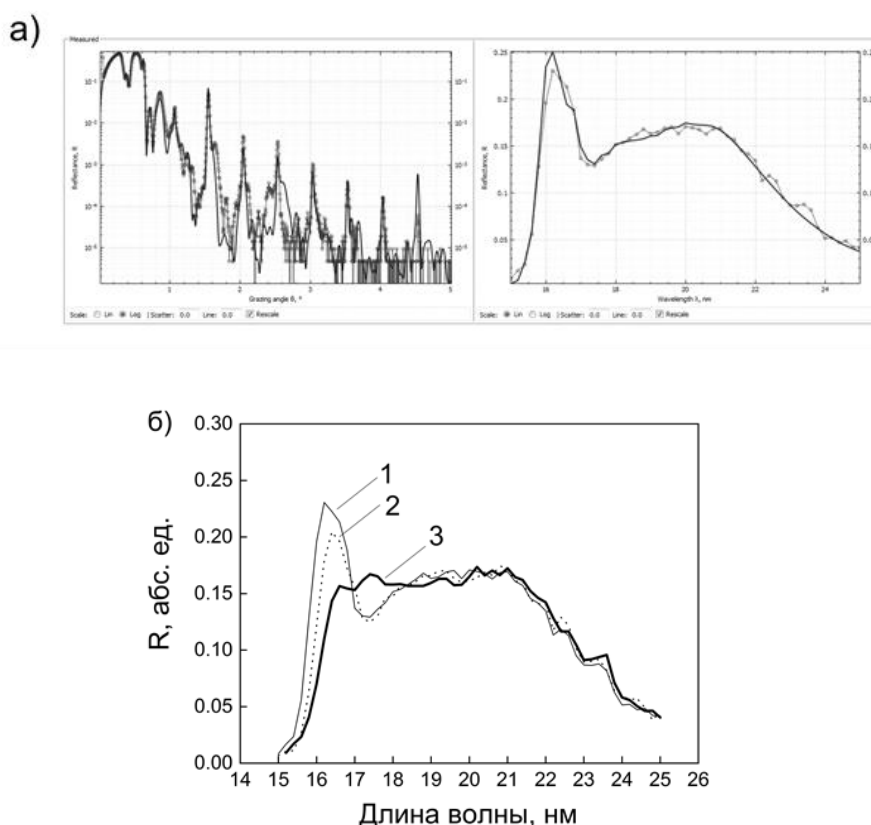


Рисунок 4.11. (а) восстановление параметров стековой Mo/Si структуры с помощью программы Multifitting (сплошная линия – теория, точки – экспериментальные данные) и (б) дальнейшая корректировка при синтезе (1,2,3 соответствуют номеру итерации).

Было выявлено отклонение толщин зеркала от расчетных. Внесенные корректировки позволили за три итерации (потребовалось около недели работ) добиться «плато» в области 17-21 нм.

В таблице 4.3 приведены восстановленные толщины пленок молибдена и кремния h_{Mo} , h_{Si} в составе зеркала, соответствующие этим трем итерациям, а также их расчетные значения для оптимизированной структуры.

Таблица 4.3. Восстановленные параметры стековой Mo/Si структуры.

Номер стека от подложки	Число периодов, N	Расчет	Первичная структура	1-я коррекция	Финальная коррекция
пленка Si	1	$h_{Si} = 1,40$ нм	$h_{Si} = 1,40$ нм	$h_{Si} = 1,40$ нм	$h_{Si} = 1,40$ нм
3	3	$h_{Mo} = 4,30$ нм $h_{Si} = 6,72$ нм	$h_{Mo} = 4,34$ нм $h_{Si} = 6,66$ нм	$h_{Mo} = 4,33$ нм $h_{Si} = 6,66$ нм	$h_{Mo} = 4,34$ нм $h_{Si} = 6,72$ нм
2	3	$h_{Mo} = 3,43$ нм $h_{Si} = 5,37$ нм	$h_{Mo} = 3,35$ нм $h_{Si} = 5,21$ нм	$h_{Mo} = 3,35$ нм $h_{Si} = 5,21$ нм	$h_{Mo} = 3,44$ нм $h_{Si} = 5,39$ нм
1	32	$h_{Mo} = 4,50$ нм $h_{Si} = 4,50$ нм	$h_{Mo} = 4,30$ нм $h_{Si} = 4,30$ нм	$h_{Mo} = 4,40$ нм $h_{Si} = 4,40$ нм	$h_{Mo} = 4,52$ нм $h_{Si} = 4,52$ нм
		$h_{Mo} = 4,50$ нм	$h_{Mo} = 4,30$ нм	$h_{Mo} = 4,40$ нм	$h_{Mo} = 4,52$ нм
		$h_{Si} = 4,50$ нм	$h_{Si} = 4,30$ нм	$h_{Si} = 4,40$ нм	$h_{Si} = 4,52$ нм
		$h_{Mo} = 4,50$ нм	$h_{Mo} = 4,30$ нм	$h_{Mo} = 4,40$ нм	$h_{Mo} = 4,52$ нм
		$h_{Si} = 4,50$ нм	$h_{Si} = 4,30$ нм	$h_{Si} = 4,40$ нм	$h_{Si} = 4,52$ нм
		$h_{Mo} = 4,50$ нм	$h_{Mo} = 4,30$ нм	$h_{Mo} = 4,40$ нм	$h_{Mo} = 4,52$ нм
		$h_{Si} = 4,50$ нм	$h_{Si} = 4,30$ нм	$h_{Si} = 4,40$ нм	$h_{Si} = 4,52$ нм

Обращает на себя внимание чувствительность кривой отражения к ангстремным изменениям толщин пленок.

В случае аперидических структур, образованных десятками и сотнями пленок различной толщины, решение обратной задачи представляет собой практически нерешаемую проблему [11, 108]. Полученное решение (набор параметров пленок в составе многослойного зеркала) заведомо не единственное, соответственно, нельзя реализовать действительно итерационную процедуру синтеза многослойных зеркал, за конечное число корректировок приводящую к изменению кривой отражения в лучшую сторону.

На рис. 4.12 приведены измеренные кривые отражения для Mo/Si аперидического и стекового зеркала, дизайн которых показан на рис. 4.9.

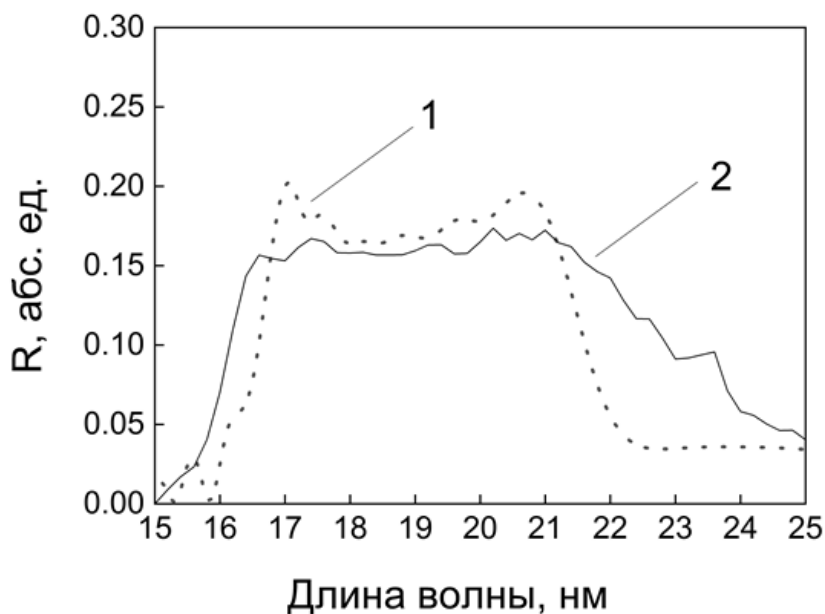


Рисунок 4.12. Измеренные спектральные зависимости коэффициента отражения аперидической (1) и стековой (2) структуры.

Можно видеть, что реальное «стековое» зеркало демонстрирует даже более гладкий профиль отражения, что связано с коррекцией толщин пленок в процессе изготовления образца. Средний коэффициент отражения стековой структуры несколько меньше, тем не менее, с учетом простоты изготовления, этот тип широкополосных зеркал представляется крайне эффективным для практического использования.

4.3.2. Сравнение АМЗ и стековых зеркал для диапазона 28-33 нм

Для диапазона 28-33 нм аналогично предыдущему параграфу было рассчитано теоретически и изготовлено одно Мо/Si СМЗ, образованное тремя ПМЗ с прослойками Мо и Si оптимальной толщины (таблица 4.4).

Для диапазона 28-33 нм было рассчитано теоретически и изготовлено Мо/Si СМЗ, образованное тремя ПМЗ с прослойками Мо и Si оптимальной толщины. Для удобства напыления эта структура представлена более мелким разбиением на 5 ПМЗ. Стековая структура практически не уступает по гладкости и величине коэффициента отражения от аперидического зеркала, оптимизированного для этого диапазона.

При этом СМЗ также как для предыдущего спектрального диапазона имеет более простой с точки зрения калибровки набор толщин слоев (рис. 4.13).

Таблица 4.4. Восстановленные параметры стековой Mo/Si структуры для диапазона 28-33 нм.

Номер ПМЗ от поверхности	Число периодов, N	Материал	Толщины слоев ПМЗ, нм
			(Расчет)
пленка Si	1	Si	5,3
1	2	Mo Si	5,58 10,36
2	1	Mo Si	10,57 12,5
2	5	Mo Si	5,62 12,5
2	1	Mo Si	5,62 15,21
3	20	Mo Si	4,95 13,38

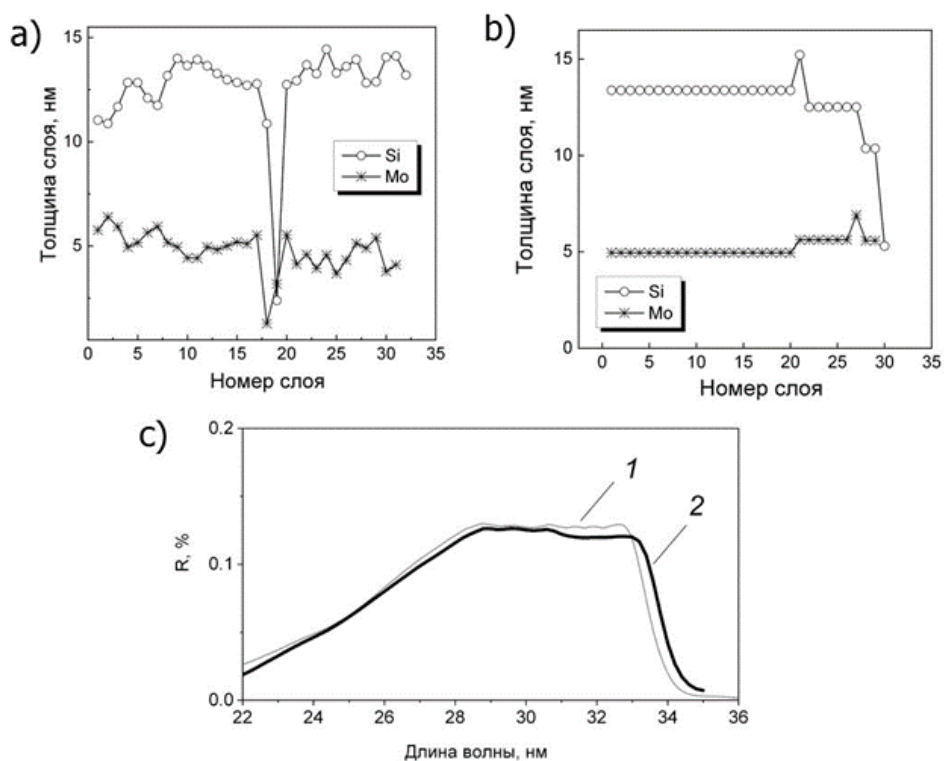


Рисунок 4.13. Сравнение теоретических результатов для аperiodического и стекового широкополосного зеркала с рабочим диапазоном 28-33 нм: зависимость толщины слоя от номера слоя для а) - аperiodической структуры и для б) - стековой структуры (нумерация слоев начинается от подложки); в) – расчётные профили коэффициента отражения для аperiodического (1) и стекового (2) зеркала соответственно.

Требуемой зависимости коэффициента отражения удалось достичь после 4 корректировок параметров синтеза. Спектральная характеристика экспериментального образца в сравнении с теоретическим профилем приведена на рис. 4.14, где также приведена подгонка кривых отражения в жестком и мягком рентгеновских диапазонах в программе Multifitting.

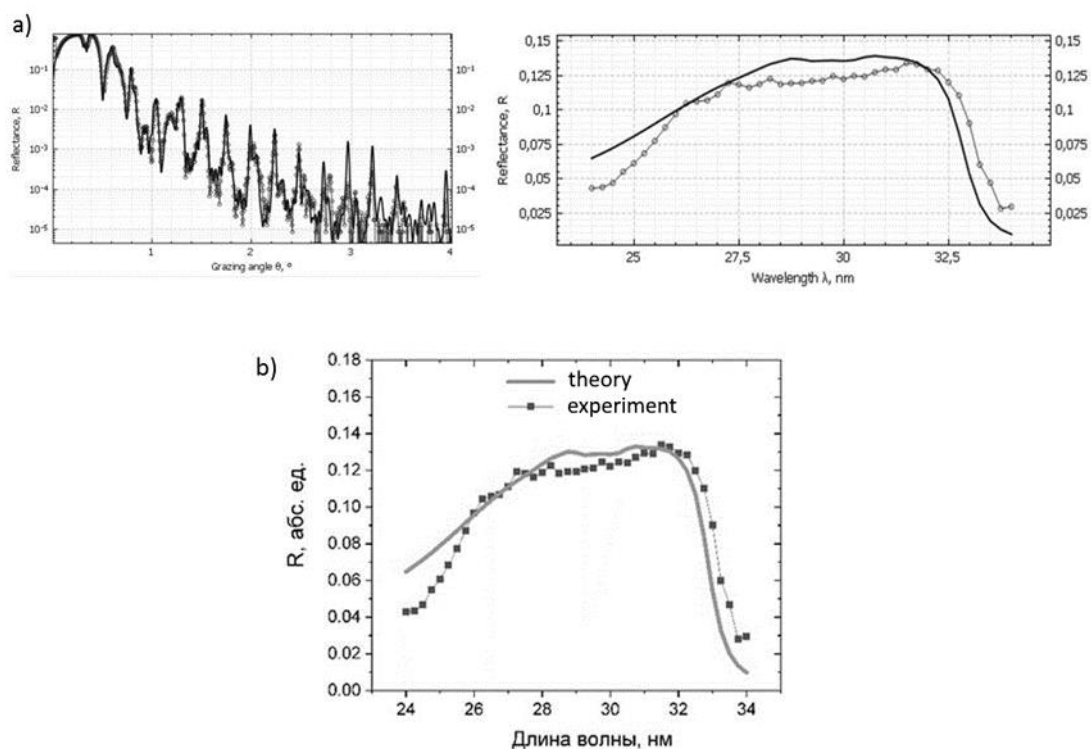


Рисунок 4.14. а) - результаты фитинга отражательных характеристик стекового зеркала (точки – экспериментальные данные, линии – фитинг); б) – сравнение с расчётным профилем.

Плотности Si, Mo аналогично СМЗ для 17-21 нм близки к табличным, (толщины Mo находятся в диапазоне 5-10 нм, что существенно превышает характерную толщину кристаллизации для Mo), шероховатость также находится в рамках стандартных значений, наблюдается характерная для Mo/Si асимметрия границ.

4.4. Основные результаты главы 4

1. Стековые структуры могут эффективно применяться для ЭУФ диапазона и обладают следующими преимуществами:

- содержат значительно меньше слоев различной толщины, чем аperiodические структуры, поэтому для калибровки толщин пленок требуется меньше времени;

- легко и точно решается обратная задача по восстановлению параметров пленок по данным рентгеновского отражения, что позволяет скорректировать параметры синтеза и всего за несколько исправлений добиться хорошего согласования теории и эксперимента, что недоступно для аperiodических зеркал;

2. Разработаны и изучены широкополосные стековые зеркала Mo/Si, обеспечивающие средний коэффициент отражения 16% в спектральном диапазоне 17-21 нм и 12% в диапазоне 28-33 нм. По своим рентгенооптическим характеристикам эти структуры могут использоваться при разработке зеркал для спектрогелиографов солнечной обсерватории «КОРТЕС».

Заключение

Данная работа посвящена разработке, синтезу и изучению свойств широкополосных многослойных зеркал для рентгеновской астрономии и аттооптики.

В рамках диссертационной работы получены следующие важнейшие результаты:

1. Разработаны рефлектометр и экспериментальная методика для измерений спектральных и угловых зависимостей коэффициентов отражения широкополосных зеркал в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах длин волн с точностью на уровне 1%.
2. Развита методика реконструкции толщин пленок в стековых многослойных зеркалах по данным рентгеновского отражения.
3. Разработан дизайн, произведен синтез и изучены структурные и отражательные свойства широкополосных многослойных зеркал для астрофизического эксперимента КОРТЕС обеспечивающие средний коэффициент отражения 16% в спектральном диапазоне 17-21 нм и 12% в диапазоне 28-33 нм.
4. Проведен анализ влияния несовершенства структуры АМЗ (случайный уход толщин слоев, отличие плотностей от табличных значений, межслоевая шероховатость) на амплитуду и фазу комплексного коэффициента отражения, а также на форму и длительность отраженных аттосекундных чирпированных импульсов электромагнитного излучения. Наибольшее влияние на интенсивность и длительность отраженного импульса оказывают отличие плотностей пленок Мо от табличных значений и флуктуации толщин пленок. Флуктуации толщин пленок также приводят к появлению дополнительных отраженных импульсов с высокой интенсивностью, задержанных по времени по отношению к основному. Межслоевая шероховатость оказывает меньшее влияние на длительность, но сопоставимое с плотностью и флуктуациями толщин слоев влияние на коэффициент отражения.
5. Исследовано влияние толщины пленок молибдена в Мо/Si ПМЗ на плотность пленок. Исследование проведено в широком диапазоне толщин пленок молибдена. Методами широкоугольной дифракции прослежены изменения как микроструктуры самих пленок молибдена, так и фазового состава переходных областей. Показана необходимость учета реальных значений плотности уже на стадии оптимизации АМЗ.

Благодарности

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность д.ф.-м.н. Н.И. Чхало, под чьим руководством проведены все работы, представленные в данной диссертации. Хочется выразить благодарность Н.Н. Салащенко, В.Н. Полковникову, А.Е. Пестову, А.Н. Нечаю, М.В. Свечникову, М.М. Барышевой, И. В. Малышеву и всем коллегам, принимавшим участие в работах по расчету, синтезу и аттестации широкополосных зеркал. Автор также искренне благодарит всех, с кем довелось сотрудничать при выполнении диссертационной работы.

Список работ автора

2017 год

A1. Гарахин, С.А. Влияние структурных дефектов аперiodических многослойных зеркал на свойства отраженных (суб)фемтосекундных импульсов / С.А. Гарахин, Е.Н. Мельчаков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашченко, Н.И. Чхало // Квантовая электроника. - 2017. Т.47, № 4, С. 378-384. Переводная версия: Garakhin, S. A. et al. Effect of structural defects of aperiodic multilayer mirrors on the properties of reflected (sub)femtosecond pulses / S. A. Garakhin, E. N. Meltchakov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, N. I. Chkhalo // Quantum Electronics (2017), 47 (4), 378

A2. Гарахин, С.А. Лабораторный рефлектометр для исследования оптических элементов в диапазоне длин волн 5 – 50 нм: описание и результаты тестирования / С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашченко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало // Квантовая электроника. - 2017. Т.47, № 4, С.385-392. Переводная версия: Garakhin, S.A. Laboratory reflectometer for the investigation of optical elements in a wavelength range of 5 – 50 nm: description and testing results / S. A. Garakhin, I. G. Zabrodin, S. Yu. Zuev, I. A. Kas'kov, A. Ya. Lopatin, A. N. Nechai, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, N. N. Tsybin, N. I. Chkhalo, M. V. Svechnikov // Quantum Electron., 47, 4 (2017), P.385–392.

2018 год

A3. Chkhalo, N.I. A double-stream Xe:He jet plasma emission in the vicinity of 6.7 nm wavelength / N.I. Chkhalo, S.A. Garakhin, S.V. Golubev, A.Ya. Lopatin, A.N. Nechai, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, N.N. Tsybin, A.V. Vodopyanov, S. Yulin // Applied Physics Letters. - 2018. Vol.112, Issue 22, P.221101

A4. Nechai, A.N. Study of oxidation processes in Mo/Be multilayers / A.N. Nechai, N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, S.A. Garakhin, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, Yu.A. Vainer, E. Meltchakov, F. Delmotte // AIP Advances. - 2018. No.8, P.075202.

A5. Chkhalo, N.I. Conversion efficiency of a laser-plasma source based on a Xe jet in the vicinity of a wavelength of 11 nm / N.I. Chkhalo, S. A. Garakhin, A. Ya. Lopatin, A. N. Nechai, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, N. N. Tsybin, and S. Yu. Zuev // AIP Advances. - 2018. No.8, P.105003.

2019 год

A6. Барышева, М.М. Сравнение подходов в изготовлении широкополосных зеркал для ЭУФ диапазона: аперiodические и стековые структуры / М.М. Барышева, С.А. Гарахин, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашченко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало, С. Юлин // Квант. Электроника. - 2019. Т.49, № 4, С. 380-385. Переводная версия: Barysheva, M. M. et.al.

Comparison of approaches in the manufacture of broadband mirrors for the EUV range: aperiodic and stack structures / M.M. Barysheva, S.A. Garakhin, S.Yu. Zuev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, S. Yulin // *Quantum Electronics* (2019), 49 (4), P.380-385.

A7. Вайнер, Ю.А. Микроструктура и плотность пленок Мо в многослойных зеркалах Мо/Si / Ю.А. Вайнер, С.А. Гарахин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало, П.А. Юнин // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. - 2019. № 1, С. 21-27. Переводная версия: Vainer, Y.A. Microstructure and Density of Mo Films in Multilayer Mo/Si Mirrors / Y.A. Vainer, S.A. Garakhin, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, P.A. Yunin // *Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. 2019. Т. 13. № 1. С. 8-13.

A8. Гарахин, С.А. Возможности многослойных зеркал для измерения концентрации примесей бора в алмазе / С.А. Гарахин, В.Н. Полковников, Н.И. Чхало // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* - 2019. № 3, С. 10-13.

A9. Гарахин, С.А. Аперидические зеркала на основе бериллиевых многослойных систем / С.А. Гарахин, С.Ю. Зуев, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. - 2019. № 4, С. 3-8.

A10. Ахсахалян, А.А. Комплект многослойных рентгеновских зеркал для двухзеркального монохроматора в диапазоне длин волн 0.41-15.5 нм / А.А. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, С.А. Гарахин, К.А. Елина, П.С. Заверткин, С.Ю. Зуев, Д.В. Ивлюшкин, А.Н. Нечай, А.Д. Николенко, Д.Е. Парьев, Р.С. Плешков, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, М. В. Свечников, Н. И. Чхало // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2019. № 1. С. 14–20.

A11. Смертин, Р.М. Влияние термического отжига на свойства многослойных зеркал Мо/Ве /Р.М. Смертин, С.А. Гарахин, С.Ю. Зуев, А.Н. Нечай, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, М.G. Sertsu, A. Sokolov, Н.И. Чхало, F. Schafers, П.А. Юнин. // *Журнал технической физики*. - 2019, том 89, вып. 11, С. 1783-1788. Переводная версия: Smertin, R.M. Influence of Thermal Annealing on the Properties of Multilayer Mo/Be Mirrors / R.M. Smertin, S.A. Garakhin, S.Y. Zuev, A.N. Nechai, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, P.A. Yunin, M.G. Sertsu, A. Sokolov, F. Schäfers // *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*. 2019. Т. 64. № 11. С. 1692-1697.

A12. Ахсахалян, А.А. Изготовление и исследование свойств вогнутого кристаллического зеркала для проекта КОРТЕС / А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, С.А. Гарахин, Н.Ф. Ерхова, А.С. Кириченко, С.В. Кузин, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // *Журнал*

технической физики. - 2019, том 89, вып. 11, С. 1770-1773. Переводная версия: Akhsakhalyan, A.A. Fabrication and Study of a Concave Crystal Mirror for the KORTES Project / A.A. Akhsakhalyan, A.D. Akhsakhalyan, S.A. Garakhin, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, N.I. Chkhalo, N.F. Erkhova, A.S. Kirichenko, S.V. Kuzin // Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics. 2019. Т. 64. № 11. С. 1680-1683.

A13. М.М. Барышева, С.А. Гарахин, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Р.М. Смертин, Н.И. Чхало, Е. Meltchakov. Оптимизация состава, синтез и изучение широкополостных многослойных зеркал для ЭУФ диапазона. Журнал технической физики. 2019, том 89, вып. 11, С. 1763-1769. Переводная версия: Barysheva, M.M. Optimization of Composition, Synthesis, and Study of Broadband Multilayer Mirrors for the EUV Spectral Range /, Garakhin S.A., Zuev S.Y., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Svechnikov M.V., Smertin R.M., Chkhalo N.I., Meltchakov E. // Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics. 2019. Т. 64. № 11. С. 1673-1679.

2020 год

A14. Нечай, А.Н. Эффективность генерации излучения в полосе 8–14 нм ионами криптона при импульсном лазерном возбуждении/ А. Н. Нечай, С. А. Гарахин, А. Я. Лопатин, В. Н. Полковников, Д. Г. Реунов, Н. Н. Салащенко, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало, Н. Н. Цыбин // Квантовая электроника, 2020, том 50, номер 4, с. 408–413. Переводная версия Nechay, A. N. Lasing efficiency of krypton ions in the (8 – 14)-nm band upon pulsed laser excitation/ A.N. Nechay, S.A. Garakhin, A.Ya. Lopatin, V.N. Polkovnikov, D.G. Reunov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, N.I. Chkhalo, N.N. Tsybin. // Quantum Electronics, 2020, - 50 (4). P.408 – 413.

A15. Вайнер, Ю. А. Многослойные зеркала на основе бериллия для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов длин волн / Ю. А. Вайнер, С. А. Гарахин, С. Ю. Зуев, А. Н. Нечай, Р. С. Плешков, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, М. В. Свечников, М. Г. Сертсу, Р. М. Смертин, А. Соколов, Н. И. Чхало, Ф. Шаферс // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2020, №2, С. 3- 14.

A16. Garakhin, S.A. High-resolution laboratory reflectometer for the study of x-ray optical elements in the soft and extreme ultraviolet wavelength ranges / S. A. Garakhin, N. I. Chkhalo, I. A. Kas'kov, A. Ya. Lopatin, I. V. Malyshev, A. N. Nechay, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. V. Svechnikov, N. N. Tsybin, I. G. Zabrodin, and S. Yu. Zuev // Rev. Sci. Instrum. - 2020. Vol.91, Issue 6, 063103.

A17. Kumar, N. Phase-microstructure of Mo/Si nanoscale multilayer and intermetallic compound formation in interfaces / N. Kumar, A.V. Nezhdanov, R.M.Smertin, V.N. Polkovnikov, P.A. Yunin, S.A. Garakhin, N.I. Chkhalo, A.I. Mashin, M.A. Kudryashov, D.A. Usanov // Intermetallics – 2020. Vol.125, 106872.

Материалы конференций и тезисы докладов с участием автора

В1. С.А. Гарахин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало / Влияние структурных параметров аperiodических многослойных зеркал на свойства отраженных фемтосекундных импульсов // Материалы XXI Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2017, Т.1, С. 383.

В2. А.Н. Нечай, Ю.А. Вайнер, Д.Е. Парьев, С.А. Чуринов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, В.Н. Полковников, С.А. Гарахин, М.В. Свечников, Д.А. Гаман / Исследование деградационных процессов в многослойных нанопленках Mo/Be // Материалы XXI Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. – 2017, Т.1, С. 418.

В3. А.А. Ахсаханян, Ю.А. Вайнер, С.А. Гарахин, С.Ю. Зуев, Л.А. Мазо, А.Н. Нечай, А.Д. Николенко, Д.Е. Парьев, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало / Комплект многослойных рентгеновских зеркал для двухзеркального монохроматора на диапазон длин волн 0.41-15.5 нм // Материалы XXII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2018, Т.1, С. 397.

В4. С.А. Гарахин, А.Н. Нечай, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко / Рефлектометр с лазерно-плазменным источником для аттестации оптики в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах // Материалы XXII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2018, Т.1, С. 424.

В5. С.А. Гарахин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, П.А. Юнин / Плотность сверхтонких пленок молибдена в многослойных системах Mo/Si и Mo/Be // Материалы XXII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. - 2018, Т.1, С. 426.

В6. Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.Н. Нечай, С.А. Гарахин / Эмиссионные свойства атомарнокластерных пучков при импульсном лазерном возбуждении // Материалы XXII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. - 2018, Т.1, С. 472.

В7. С.А. Фомичев, С.А. Гарахин, В.Н. Полковников / Аperiodические зеркала на основе новых многослойных систем // Материалы XXII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2018, Т.1, С. 486.

В8. С. А. Гарахин, Д.Е. Парьев, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало / Многослойные зеркала W/Be для спектрального диапазона 0.7-3 нм // Конференция «Рентгеновская оптика - 2018», г. Черногoловка, - 2018, Доклады конференции, С. 18.

B9. С. А. Гарахин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало / Оптимизация аперiodических многослойных зеркал с учетом реальных параметров тонких пленок // Конференция «Рентгеновская оптика - 2018», г. Черноголовка, - 2018, Доклады конференции, С. 21.

B10. Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.Н. Нечай, С.А. Гарахин / Лазерно-плазменный источник рентгеновского излучения // Конференция «Рентгеновская оптика - 2018», г. Черноголовка, - 2018, Доклады конференции, С. 29.

B11. М.М. Барышева, С.А. Гарахин, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало, S. Yulin S. / Аперiodические многослойные элементы в рентгеновской оптике и спектроскопии: суперзеркала, «классические» аперiodические структуры, блок-структуры // Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 432.

B12. С.А. Гарахин, А.Н. Нечай, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко, С.Ю. Зуев, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников / Рефлектометр с лазерно-плазменным источником для аттестации оптики в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах // Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 447.

B13. С.А. Гарахин, В.Н. Полковников, М.В. Свечников, М.М. Барышева / Оптимизация состава, синтез и аттестация аперiodических многослойных зеркал // Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 449.

B14. С.Ю. Зуев, Р.С. Плешков, М.В. Зорина, С.А. Гарахин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало / Увеличение дифракционной эффективности голографических решеток в МР и ЭУФ диапазоне // Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 477.

B15. В. Н. Полковников, С. Ю. Зуев, С. А. Гарахин, Д. С. Квашенников, Н.Н. Салащенко, Н. И. Чхало / Многослойные зеркала для диапазона длин волн 9-11 нм // Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 507.

B16. С. А. Гарахин, А. Я. Лопатин, М.С. Михайленко, А. Е. Пестов, Р. С. Плешков, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко, Г.Д. Демин, Н.А. Дюжев, М.А. Махиборода / Эффективность генерации характеристического излучения Ве-содержащих мишеней // Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанofизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 445.

B17. А. Я. Лопатин, А.Е. Пестов, А.А. Соловьев, Н.И. Чхало, С.А. Гарахин / Проект спектрометра для исследования излучения лазерной плазмы в МР диапазоне длин волн на фемтосекундном лазерном комплексе PEARL // Материалы XXIII Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 491.

B18. А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, С.А. Гарахин, Н.Ф. Ерхова, А.С. Кириченко, С.В. Кузин, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало / Изготовление и исследование свойств вогнутого кристаллического зеркала для проекта «КОРТЕС» // Материалы XXIII Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2019, Т.1, С. 428.

B19. M.M. Barysheva, N.I. Chkhalo, S.A. Garakhin, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, R. M. Smertin, M.V. Svechnikov / Broadband stack mirrors for the EUV range: calculation, manufacturing and characterization // 313. PTB Seminar VUV and EUV Metrology, https://www.euv2019.ptb.de/fileadmin/documents/euv2019/Program_EUV2019.pdf

B20. Д.С. Квашенников, С.А. Гарахин, И.В. Малышев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало / Влияние барерных слоев на отражательные характеристики многослойных зеркал Cr/Sc // Материалы XXIV Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2020, Т.2, С. 875.

B21. Р.С. Плешков, С.А. Гарахин, В.Н. Полковников, М.В. Свечников, Н.И. Чхало / Узкополосные многослойные зеркала для спектрального диапазона 17-45 нм // Материалы XXIV Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2020, Т.2, С. 895.

B22. В.Н. Полковников, Ю.А. Вайнер, С.А. Гарахин, Д.С. Квашенников, И.В. Малышев, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Р.М. Смертин, Н.И. Чхало / Достижения и направления развития многослойной оптики на основе Cr/Sc // Материалы XXIV Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2020, Т.2, С. 897.

B23. М.В. Свечников, С.А. Гарахин, А.Я. Лопатин, А.Е. Пестов, Р.С. Плешков, Р.М. Смертин, Н.И. Чхало / Эффективность резонансных многослойных мишеней в качестве источников ЭУФ излучения // Материалы XXIV Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2020, Т.2, С. 909.

B24. М.М. Барышева, Е.А. Вишняков, С.А. Гарахин, С.Ю. Зуев, А.С. Кириченко, С.В. Кузин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало / Широкополосные зеркала для спектрогелиографов солнечной обсерватории КОРТЕС // Материалы XXIV Международного симпозиума «Наноп физика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, - 2020, Т.2, С. 839.

Список цитируемой литературы

1. Вишняков, Е.А. Аперiodические элементы в оптике мягкого рентгеновского диапазона / Е.А. Вишняков, А.О. Колесников, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин, А.Н. Шатохин . - М.: Физматлит, 2018, - 136 с.
2. Shestov, S. V. Complex of instrumentation KORTES for the EUV and x-ray imaging and spectroscopy of the solar corona / S. V. Shestov, A. S. Ulyanov, E. A. Vishnyakov, A. A. Pertsov, S. V. Kuzin // Proceedings of the SPIE. – 2014. – Vol. 9144. – P.91443G 8.
3. Meekins, J.F. Optimization of layered synthetic microstructures for broadband reflectivity at soft x-ray and EUV wavelengths / J.F. Meekins, R.G. Cruddace, H. Gursky // Appl. Opt. – 1987. – Vol. 26. – №6. – P.990.
4. Loevezijn, P. Numerical and experimental study of disordered multilayers for broadband x-ray reflection / P. van Loevezijn, R. Schlatmann, J. Verhoeven, B.A. van Tiggelen, E.M. Gullikson // Appl. Opt. – 1996. – Vol. 35. – №19. – P. 3614.
5. Ragozin, E.N. Broadband normal-incidence aperiodic multilayer mirrors for soft x-ray dispersive spectroscopy: theory and implementation/ E. N. Ragozin, V. V. Kondratenko, V. E. Levashov, Y. P. Pershin, A. S. Pirozhkov // Proc. SPIE. - 2002. Vol. 4782, P.176.
6. Kondo, M. Enhancement of Photon Number Reflected by the Relativistic Flying Mirror / M. Kondo, A. S. Pirozhkov, K. Kawase, T. Zh. Esirkepov, Y. Fukuda, H. Kiriyama, H. Okada, I. Daito, T. Kameshima, Y. Hayashi, H. Kotaki, M. Mori, J. K. Koga, H. Daido, A. Ya. Faenov, T. Pikuz, J. Ma, L.-M. Chen, E. N. Ragozin, T. Kawachi, Y. Kato, T. Tajima, and S. V. Bulanov // Phys. Rev. Lett. - 2009. - Vol. 103 - P. 235003.
7. Pirozhkov, A.S. Coherent x-ray generation in relativistic laser/gas jet interactions / A. S. Pirozhkov, M. Kondo, T. Zh. Esirkepov, P. Gallegos, H. Ahmed, E. N. Ragozin, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, J. K. Koga, H. Kiriyama, P. McKenna, M. Borghesi, K. Kondo, H. Daido, Y. Kato, D. Neely, S. V. Bulanov// Proc. SPIE. - 2011. - Vol. 8140. - P. 81400A.
8. Diveki, Z. Theoretical and experimental studies of broadband phase-controlled attosecond mirrors/ Z. Diveki, C. Bourassin-Bouchet, S. de Rossi, E. English, E. Meltchakov, O. Gobert, D. Guénot, B. Carré, P. Salières, T. Ruchon F. Delmotte // Mod. Opt. - 2014. - Vol. 61. - P.122.
9. Vishnyakov, E.A. Aperiodic multilayer structures in soft X-ray radiation optics/ E.A. Vishnyakov, F. F. Kamenets, V. V. Kondratenko, M. S. Lugin, A. V. Panchenko, Yu. P. Pershin., A. S. Pirozhkov and E. N. Ragozin// Quantum Electron. - 2012. - Vol. 42, P.143.
10. Wang, Z. 30-nm-wide aluminum nanowire grid for ultrahigh contrast and transmittance polarizers made by UV-nanoimprint lithography/ J. Wanga, L. Chen, X. Liu, P. Sciortino, F. Liu, F. Walters, X. Deng // Appl. Opt. Lett. - 2006. - Vol. 89, P.241120.

11. Kozhevnikov, I. V. Design of x-ray supermirrors / I.V. Kozhevnikov, I.N. Bukreeva, E. Ziegler // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2001. - Vol.160. - №2. – P.424–443.
12. Yakunin, S. N. Combined EUV reflectance and X-ray reflectivity data analysis of periodic multilayer structures / S.N. Yakunin, I.A. Makhotkin, K.V. Nikolaev, R.W.E. van de Kruijs, M.A. Chuev, and F. Bijkerk // Optics Express. - 2014. - Vol. 22. - P. 20076-20086.
13. Aquila, A.L. Developments in realistic design for aperiodic Mo/Si multilayer mirrors/ A.L. Aquila, F. Salmassi, F. Dollar, Y. Liu, and E.M. Gullikson // Opt. Express. - 2006. - Vol. 14. - P.10073-10078.
14. Kozhevnikov, I.V. Physical analysis of the inverse problem of X-ray reflectometry / I.V. Kozhevnikov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. -2003. - Vol. 508, №3. - P. 519–541.
15. Виноградов, А.В. О многослойных зеркалах для рентгеновского и далекого ультрафиолетового диапазона / А.В. Виноградов, Б.Я. Зельдович // Оптика и спектроскопия. - 1977. - Т.42. №4. - С.709-714.
16. Виноградов, А.В. Зеркальная рентгеновская оптика / А.В. Виноградов, И.А. Брытов, Ф.Я. Грудский, М.Т. Коган, И.В. Кожевников, В.А. Слемзин; под общей ред. А.В. Виноградова // Л.: Машиностроение. Ленинградское отд-ние. - 1989.
17. Christensen, F.E. Coatings for the NuSTAR mission / F. E. Christensen, A. C. Jakobsen, N. F. Brejnholt, K. K. Madsen, A. Hornstrup, N. J. Westergaard, J. Momberg, J. Koglin, A. M. Fabricant, M. Stern, W. W. Craig, M. J. Pivovarov, D. Windt //Proc. SPIE. – 2011. – Vol.8147. - P.81470U.
18. Svendsen, S. Performance and stability of mirror coatings for the ATHENA mission. / S. Svendsen, S. Massahi, A. Jafari, L. M. Vu, J. Korman // Proc. SPIE/ - 2018. – Vol. 106993K.
19. Massahi, S. Design development, and performance of x-ray mirror coatings for the ATHENA mission / Massahi Sonny, Christensen Finn E., Shortt Brian, Bavdaz Marcos // Proc. SPIE, Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy VIII. – 2017. – P. 1039918.
20. Tamura, K. Supermirror design for Hard X-Ray Telescopes on-board Hitomi (ASTRO-H) / K. Tamura, H. Kunieda, Y. Miyata, T. Okajima, T. Miyazawa, A. Furuzawa, H. Awaki, Y. Haba, K. Ishibashi, M. Ishida, Y. Maeda, H. Mori, Y. Tawara, S. Yamauchi, K. Uesugi, Y. Suzuki // J. of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems. – 2018. – Vol.4. - №1. – P. 011209.
21. Bajt, S. X-ray focusing with efficient high-NA multilayer Laue lenses / S. Bajt, M. Prasciolu, H. Fleckenstein, M. Domaracký, H. Chapman, A. Morgan, O. Yefanov, M. Messerschmidt, Y. Du, K. T. Murray, V. Mariani, M. Kuhn, S. Aplin, K. Pande, P. Villanueva-Perez, K.

- Stachnik, J. Chen, A. Andrejczuk, A. Meents, A. Burkhardt, D. Pennicard, X. Huang, H. Yan, E. Nazaretski, Y. S. Chu, C. E. Hamm // *Light: Science & Applications*. – 2018. – Vol.7. - P. 17162.
22. Burcklen, C. Aperiodic x-ray multilayer interference coatings with high reflectance and large field of view / C. Burcklen, T. Pardini, J. Alameda, J. Robinson, E. Spiller, C. Walton, P. Mirkarimi, S. P. Hau-Riege, R. Soufli // *Proc. SPIE 10691, Advances in Optical Thin Films VI*. – 2018. – P. 106910U.
23. Joensen, K.D. Design of grazing-incidence multilayer supermirrors for hard-x-ray reflectors / K. D. Joensen, P. Voutov, A. Szentgyorgyi, J. Roll, P. Gorenstein, P. Høghøj, F. E. Christensen // *Appl. Opt.* – 1995. – Vol.34. – P.7935.
24. Kozhevnikov, I. V. Design, fabrication, and study of wideband multilayer x-ray mirrors / I. V. Kozhevnikov, A. S. Voronov, B. S. Roshchin, V. E. Asadchikov, K. N. Mednikov, A. S. Pirozhkov, E. N. Ragozin, Zh. Wang, Zh. Zhong, F. Wang // *Crystallography Reports*. – 2006. – Vol.51. – P.1075–1081.
25. Kozhevnikov, I.V. Design of X-ray supermirrors / I.V. Kozhevnikov, I.N. Bukreeva, E. Ziegler // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. – 2001. – Vol.460. - P. 424-443.
26. Aquila, A.L. Developments in realistic design for aperiodic Mo/Si multilayer mirrors / A.L. Aquila, F. Dollar, F. Salmasi // *Optics Express*. – 2006. - V.14. – P.10073.
27. Ichimaru, S. Demonstration of the high collection efficiency of a broadband Mo/Si multilayer mirror with a graded multilayer coating on an ellipsoidal substrate/ S. Ichimaru, H. Takenaka, K. Namikawa, E. M. Gullikson, M. Maruyama, S. Oku // *Review of Scientific Instruments*. – 2015. – Vol.86. – P.093106.
28. Thomas, K. EUV multilayer mirrors with tailored spectral reflectivity/ T. Kuhlmann, S. A. Yulin, T. Feigl, N. Kaiser // *Proc. SPIE 4782, X-Ray Mirrors, Crystals, and Multilayers II*. – 2002. - Vol.4782. – P.196-203.
29. Pardini, T. Aperiodic Mo/Si multilayers for hard x-rays / T. Pardini, J. Alameda, Y. Platonov, J. Robinson, R. Soufli, E. Spiller, C. Walton, S. P. Hau-Riege// *Optics Express*. – 2016. – Vol.24. – P.18642 – 18648.
30. Yamashita K. Supermirror hard-x-ray telescope / K. Yamashita, P. J. Serlemitsos, J. Tueller, S. D. Barthelmy, L. M. Bartlett, K. Chan, A. Furuzawa, N. Gehrels, K. Haga, H. Kunieda, P. Kurczynski, G. Lodha, N. Nakajo, N. Nakamura, Y. Namba, Y. Ogasaka, T. Okajima, D. Palmer, A. Parsons, Y. Soong, C. M. Stahl, H. Takata, K. Tamura, Y. Tawara, B. J. Teegarden // *Applied Optics*. – 1998. – Vol.37. - P.8067-8073.
31. Yao, Y. The theoretical analysis of the hard X-ray block-structure supermirror / Y. Yao, H. Kunieda, Z. Wang // *Opt. Express*. – 2013. – Vol.21. – P.8638-8651.

32. Tamura, K. Supermirror design for Hard X-Ray Telescopes on-board Hitomi (ASTRO-H) / K. Tamura, H. Kunieda, Y. Miyata, T. Okajima, T. Miyazawa, A. Furuzawa, H. Awaki, Y. Haba, K. Ishibashi, M. Ishida, Y. Maeda, H. Mori, Y. Tawara, S. Yamauchi, K. Uesugi, Y. Suzuki // *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*. – 2017. – Vol.4. – P. 011209-1-2.
33. Wanga, X. Design of W/Si supermirror by block method / X. Wang, B. Chen, H. Wang, L. Zhang, S. Ren, P. Zhou // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. – 2020. - Vol. 957. - P.163435.
34. Yamashita, K. New design concept of multilayer supermirrors for hard x-ray optics / K. Yamashita, H. Kunieda, Y. Tawara, K. Tamura, Y. Ogasaka, K. Haga, T. Okajima, Y. Hidaka, S. Ichimaru, S. Takahashi, A. Gotou, H. Kitou, Y. Tsusaka, K. Yokoyama, S. Takeda // *Proc. SPIE 3766, X-Ray Optics, Instruments, and Missions II*. – 1999. – Vol.3766. – P.327-335.
35. Пирожков, А.С. Аперриодические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения / А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин // *Успехи физических наук*. – 2015. – Vol.185. – P.1203-1214.
36. Kuang, S. Design and fabrication of robust broadband extreme ultraviolet multilayers / S. Kuang, J. Wang, H. Yang, T. Huo, H. Zhou // *AIP Advances*. - 2019. – Vol.9. – P.045027-1
37. Binda, P.D. Genetic algorithm optimization of X-ray multilayer coatings / P. D. Binda, F. E. Zocchi // *Advances in Computational Methods for X-Ray and Neutron Optics, Proc. SPIE*. – 2004. – Vol.5536. - P. 97.
38. Windt, D.L. IMD-software for modeling the optical properties of multilayer films / D. L. Windt // *Comput. Phys*. – 1998. – Vol.12. - P. 360-370.
39. Svechnikov, M. Extended model for the reconstruction of periodic multilayers from extreme ultraviolet and X-ray reflectivity data / M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay, N. Salashchenko, N. Chkhalo, Y. Vainer and D. Gaman // *Journal of Applied Crystallography*. – 2017. – Vol.50. – P.1428.
40. Zoethout, E. In depth study of molybdenum silicon compound formation at buried interfaces / E. Zoethout, E. Louis, F. Bijkerk // *Journal of Applied Physics*. – 2016. – Vol.120. – P.115303.
41. Lohmann, M. Structural investigations on ultrathin Mo layers in a-Si:H with emphasis on the island–continuous layer transition / M. Lohmann, F. Klabunde, J. Blasing, P. Veit, T. Drusedau // *Thin Solid Films*. – 1999. – Vol.342. – P. 127-135.
42. Krause, B. Direct Observation of the Thickness-Induced Crystallization and Stress Build-Up during Sputter-Deposition of Nanoscale Silicide Films / B. Krause, G. Abadias, A. Michel, P.

- Wochner, S. Ibrahimkuty, T. Baumbach // ACS Applied Materials & Interfaces. – 2016. – Vol.8. – P. 34888–34895.
43. Bajt, S. Investigation of the amorphous-to-crystalline transition in Mo/Si multilayers / S. Bajt // Journal of applied physics. – 2001. – Vol.90. – P.1017.
44. Patelli, A. Ion bombardment effects on nucleation of sputtered Mo nano-crystals in Mo/B₄C/Si multilayers / A. Patellia, V. Rigato, G. Salmaso, N. Carvalho, J. Hosson, E. Bontempi, L.E. Depero // Surface & Coatings Technology. – 2006. – Vol.201. – P.143-147.
45. Andreev, S.S. Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications / S. S. Andreev, A. D. Akhsakhalyan, M. A. Bibishkin, N. I. Chkhalo, S. V. Garonov, S. A. Gusev, E. B. Kluev, K. A. Prokhorov, N. N. Salashchenko, F. Schafers, S. Yu. Zuev // Centr. Europ. Journ. of phys. – 2003. – Vol.1. – P.191-209.
46. Барышева, М.М. Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой и интерференционной микроскопии / М. М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Д. Н. Рогачев, Н. Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. – 2011. - Т.1. – С.71-76.
47. Юнин, П. А. Исследование многослойных полупроводниковых SiGe-структур методами рентгеновской дифрактометрии, малоугловой рефлектометрии и масс-спектрометрии вторичных ионов / П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, С.А. Королев, Д.Н. Лобанов // Физика и техника полупроводников. – 2013. - Т.47. – С.1580–1585.
48. Williamson, G. K. X-ray line broadening from filed aluminium and wolfram / G. K. Williamson, W. H. Hall // Acta Metall. – 1953. – Vol.1. P.22-31.
49. Крюков, П.Г. Фемтосекундные лазеры для астрофизики / П. Г. Крюков // Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185. – С.817-827.
50. Squier, J.A. Third harmonic generation microscopy / J. A. Squier, M. Muller, G. J. Brakenhoff, K. R. Wilson // Optics Express. – 1998. – Vol.3. – P.315-324.
51. Hentschel, M. Attosecond metrology / M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz // Nature. – 2001. – Vol.414. – P.509-513.
52. Барышева, М.М. Прецизионная изображающая многослойная оптика для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов / М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Успехи физических наук. – 2012. – Т.182. – С.727-747.

53. Saldin, E.L. Statistical and coherence properties of radiation from x-ray free-electron lasers / E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, M. V. Yurkov // *New Journal of Physics*. – 2010. – Vol.12. – P.035010.
54. Yeung, M. Experimental observation of attosecond control over relativistic electron bunches with two-colour fields / M. Yeung, S. Rykovanov, J. Bierbach, L. Li, E. Eckner, S. Kuschel, A. Woldegeorgis, C. Rödel, A. Sävert, G. G. Paulus, M. Coughlan, B. Dromey, M. Zepf // *J. Nature Photonics*. – 2017. – Vol.11. – P.32-35.
55. Bourassin-Bouchet, C. Shaping of single-cycle sub-50-attosecond pulses with multilayer mirrors / C. Bourassin-Bouchet, S. Rossi, J. Wang, E. Meltchakov, A. Giglia, N. Mahne, S. Nannarone, F. Delmotte // *J. New Journal of Physics*. – 2012. – Vol.14. – P. 023040.
56. Jin, C. Optimization of multi-color laser waveform for high-order harmonic generation / C. Jin, C.D. Lin // *Chin. Phys. B*. – 2016. – Vol.25. – P.094213.
57. Morlens, A.-S. X-UV chirped mirror fabrication for phase control of attosecond pulses / A.-S. Morlens, M.-F. Ravet, V. Laude, R. López-Martens, M. Rouillay, A. Jérôme, F. Delmotte, F. Bridou, S. Kazamias, P. Balcou, P. Zeitoun // *Optics Letters*. – 2005. – Vol.5963. – P. 59630W-1-10.
58. Wonisch, A. Design, fabrication, and analysis of chirped multilayer mirrors for reflection of extreme-ultraviolet attosecond pulses / A. Wonisch, U. Neuhäusler, N. M. Kabachnik, T. Uphues, M. Uiberacker, V. Yakovlev, F. Krausz, M. Drescher, U. Kleineberg, U. Heinzmann // *Applied Optics*. – 2006. – Vol.45. - №17. – P.4147-4156.
59. Guggenmos, A. Aperiodic multilayer mirrors for attosecond soft x-ray pulses / A. Guggenmos, M. Hofstetter, R. Rauhut, B. Nickel, E. Gullikson, U. Kleineberg // *Proc. of SPIE*. – 2012. – Vol.8502. – P. 850204-1-7.
60. Beigman, I.L. Reflection of atto-and femtosecond X-ray pulses from aperiodic multilayer mirror / I. L. Beigman, A. S. Pirozhkov, E. N. Ragozin // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 2001. – Vol.74. - №3. – P. 149–153.
61. Beigman, I.L. Reflection of few-cycle x-ray pulses by aperiodic multilayer structures / I. L. Beigman, A. S. Pirozhkov, E. N. Ragozin // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2002. – Vol.4. - №4. – P.443.
62. Гайкович, П.К. Влияние шероховатостей, детерминированных и случайных ошибок в толщинах пленок на отражательные характеристики аperiodических зеркал для ЭУФ диапазона / П. К. Гайкович, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало, Ф. Шеферс, А. Соколов // *Квантовая электроника*. – 2016. – Т.45. - №6. – С.406-413.

63. Takenaka, H. Soft X-ray reflectivity and structure evaluation of Ni/C/Ti/C multilayer X-ray mirrors for water-window region / H. Takenaka, H. Ito, K. Nagai, Y. Marumatsu, E. Gullikson, R.C. Perera // *Nucl. Instrum. Meth. A.* – 2001. – Vol.341. – P.467–468.
64. Andreev, S.S. Short-period multilayer X-ray mirrors / S.S. Andreev, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, E.B. Kluev, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, M.V. Zorina, F. Schafers, L.A. Shmaenok, // *J. Synchrotron Radiat.* – 2003. – Vol.10. – P.358-360.
65. Jergel, M. Multilayers with Ultra-Short Periods / M. Jergel, E. Majkova, Ch. Borel, Ch. Morawe, and I. Matko // *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics Springer Series in Optical Sciences.* – 2008. – Vol.137. – P.389-406.
66. Gullikson, S. Recent developments in EUV reflectometry at the Advanced Light Source / E. Gullikson, S. Mrowka, B. Kaufmann // *Proc. SPIE 4343, Emerging Lithographic Technologies V.* – 2001. – Vol. 4343. – P.363-373.
67. Sokolov, S. At-wavelength metrology facility for soft X-ray reflection optics / A. Sokolov, P. Bischoff, F. Eggenstein, A. Erko, A. Gaupp, S. Künstner, M. Mast, J. Schmidt, F. Senf, F. Siewert, Th. Zeschke, F. Schäfers, // *Review of Scientific Instruments.* – 2016. – Vol.87. - P.052005-1-7.
68. Gianoncelli, A. Current status of the TwinMic beamline at Elettra: a soft X-ray transmission and emission microscopy station / A. Gianoncelli, G. Kourousias, L. Merolle, M. Altissimo, A. Bianco // *Journal of Synchrotron Radiation.* – 2016. – Vol.23. – P.1526-1537.
69. Gullikson, E.M. A Soft X-Ray/EUV Reflectometer Based on a Laser Produced Plasma Source / E.M. Gullikson, J.H. Underwood, P.C. Batson, V. Nikitin., // *Journal of x-ray science and technology.* – 1992. – Vol.3. – P.283.
70. Loyen, L. New laboratory EUV reflectometer for large optics using a laser plasma source / L. Loyen, T. Boettger, S. Braun, H. Mai, A. Leson, F. Scholze, J. Tuemmler, G. Ulm, H. Legall, P. Nickles, W. Sandner, H. Stiel, C. Rempel, M. Schulze, J. Brutscher, F. Macco, S. Muellender // *SPIE.* – 2003. – Vol. 5038. P.12-21.
71. Miyake, A. LPP-based reflectometer for characterization of EUV lithography systems / A. Miyake, T. Miyachi, M. Amemiya, T. Hasegawa, N. Ogushi, T. Yamamoto, F. Masaki, Y. Watanabe // *Proc. SPIE Emerging Lithographic Technologies VII.* – 2003. – Vol. – 5037. – P.647-655.
72. Wang, H. EUV multilayer mirrors in solar X-EUV Imager / H. Wang, X. Wang, B. Chen, Y. Wang, S. Mao, S. Ren, P. Zhou, Y. Liu, T. Huo, H. Zhou // *Optik - International Journal for Light and Electron Optics.* – 2020. – Vol.204. – P.164213.

73. Scholze, F. Characterization of the measurement uncertainty of a laboratory EUV reflectometer for large optics / F. Scholze, T. Bottger, H. Enkisch, C. Laubis, L. Løyen, F. Macco and S. Schadlich, // *Meas. Sci. Technol.* – 2007. – Vol.18. – P.126–130.
74. Vishnyakov, E. High-aperture monochromator-reflectometer and its usefulness for CCD calibration / E. Vishnyakov, A. Shcherbakov, A. Pertsov, V. Polkovnikov, A. Pestov, D. Pariev, N. Chkhalo // *Proc. of SPIE.* – 2017. – Vol.10235. – P.102350W-1-9.
75. Hettrick, M. Varied-space grazing incidence gratings in high resolution scanning spectrometers / M. Hettrick, J. Underwood // *AIP Conference Proceedings.* – 1986. – Vol.147. – P.237-245.
76. Vishnyakov, E. Soft X-ray flat-field VLS spectrographs / E. Vishnyakov, A. Kolesnikov, E. Ragozin, A. Shatohin // *Materials of the XX International Symposium on Nanophysics and Nanoelectronics.* – 2016. – Vol.46. - №10. – P.953-960.
77. Chkhalo, N.I. Status of X-ray mirror optics at the Siberian SR Centre / N.I. Chkhalo, M.V. Fedorchenko, N.V. Kovalenko, E.P. Kruglyakov, A.I. Volokhova, V.A. Chernov, S.V. Mytnichenko // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* – 1995. – Vol.359. - P.121-126.
78. Bibishkin, M. S. Laboratory methods for investigations of multilayer mirrors in extreme ultraviolet and soft x-ray region / M. S. Bibishkin, D. P. Chekhonadskih, N. I. Chkhalo, E. B. Kluyenkov, A. E. Pestov, Nikolai N. Salashchenko, L. A. Shmaenok, I. G. Zabrodin, S. Yu. Zuev // *Proc. SPIE.* – 2004. – Vol.5401. – P.7-15.
79. Akhsakhalyan, A. D. Current status and development prospects for multilayer X-ray optics at the Institute for Physics of Microstructures" / A. D. Akhsakhalyan, E. B. Kluyenkov, A. Ya. Lopatin, V. I. Luchin, A. N. Nechay, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. V. Svechnikov, M. N. Toropov, N. N. Tsybin, N. I. Chkhalo, A. V. Shcherbakov // *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques.* – 2017. – Vol.11. - P.1-19.
80. Tondello, G. High-resolution Czerny–Turner monochromator for application to undulators / G. Tondello, F. Zanini, // *Rev. Sci. Instrum.* – 1989. – Vol.60. - №7. – P.2116.
81. Зорина, М.В. Повышение дифракционной эффективности решеток-эшеллеттов за счет полировки поверхности штриха ионно-пучковым травлением / М. В. Зорина, С. Ю. Зуев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, В. Н. Полковников, Н.Н. Салашченко, Н.И. Чхало // *Письма в ЖТФ.* – 2016. – Т.42. – С.34-40.
82. Chkhalo, N. I. A stand on the basis of atomic force microscope to study substrates for imaging optics / N.I. Chkhalo, N. N. Salashchenko, M.V. Zorina // *Rev. Sci. Instrum.* – 2015. – Vol.86. – P.016102.

83. Ziegler, E. Evolution of surface roughness in silicon X-ray mirrors exposed to a low-energy ion beam / E. Ziegler, L. Peverini, N. Vaxelaire, A. Cordon-Rodriguez, A. Rommeveaux, I. V. Kozhevnikov, J. Susini // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* – 2010. – Vol.616. –P.188.
84. Chkhalo, N.I. Ion-beam polishing of fused silica substrates for imaging soft x-ray and extreme ultraviolet optics / N.I. Chkhalo, S.A. Churin, M.S. Mikhaylenko, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Sa-lashchenko, and M.V. Zorina // *Applied Optics.* – 2016. – Vol.55. – P.1249-1256.
85. Chkhalo, N.I Roughness measurement and ion-beam polishing of super-smooth optical surfaces of fused quartz and optical ceramics/ N. I. Chkhalo, S. A. Churin, A. E. Pestov, N. N. Salashchenko, Y. A. Vainer, M. V. Zorina // *Opt. Express.* – 2014. – Vol.22. – P.20094.
86. Chkhalo, N.I Polishing the surface of a z-cut KDP crystal by neutralized argon ions/ N. I. Chkhalo, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, O. A. Malshakova, M. S. Mikhailenko, A. I. Pavlikov, A. E. Pestov, and M. V. Zorina // *Appl. Opt.* – 2018. – Vol.57. – P.6911-6915.
87. Chkhalo, N.I Effect of ion beam etching on the surface roughness of bare and silicon covered beryllium films/ N.I. Chkhalo, M.S. Mikhailenko, A.V. Mil'kov, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, I.L. Strulya, M.V. Zorina, S.Yu. Zuev // *Surface & Coatings Technology.* – 2017. – V.311. – P.351–356.
88. Chkhalo, N.I High-performance facility and techniques for high-precision machining of optical components by ion beams/ N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev, M.S. Mikhaylenko, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, I.G. Zabrodin // *Precision Engineering.* – 2017. – Vol.48. – P.338-346.
89. Chkhalo, N. I Grazing incidence mirrors with enhanced reflectance in the soft X-ray region / N.I. Chkhalo, P.K. Gaikovicha, N.N. Salashchenko, P.A. Yunina, S.Yu. Zuev // *Thin Solid Films.* – 2016. – Vol.598. – P.156.
90. Mantouvalou, I. High average power, highly brilliant laser-produced plasma source for soft X-ray spectroscopy / I. Mantouvalou, K. Witte, D. Grötzsch, M. Neitzel // *Review of Scientific Instruments.* – 2015. – Vol.86. – P.035116.
91. Bayer, A. Applications of Compact Laser-Driven EUV/XUV Plasma Sources / A. Bayer, F. Barkusky, S. Döring, P. Großmann, K. Mann // *X-Ray Optics and Instrumentation.* – 2010. – Vol.9. – P.1-9.
92. Legall, H. Spatial and spectral characterization of a laser produced plasma source for extreme ultraviolet metrology / H. Legall, H. Stiel, U. Vogt, H. Schönagel, P.-V. Nickles, J. Tümmeler, F. Scholz, F. Scholze // *Review of Scientific Instruments.* – 2004. – Vol.75. – P.4981.
93. Muller, M. Table-top soft x-ray microscope using laser-induced plasma from a pulsed gas jet / M. Muller, T. Mey, J. Niemeyer, K. Mann // *Optics Express.* – 2013. – Vol.21. - P.12831.

94. Scholze, F. Characterization of a laser-produced plasma source for a laboratory EUV reflectometer / F. Scholze, F. Scholz, J. Tuemmler, G. Ulm, H. Legall, P. Nickles, W. Sandner, H. Stiel, L. Loyen, // *Proc. SPIE.* – 2003. – Vol.5037. – P.670.
95. Fiedorowicz, H. Enhanced X-ray emission in the 1-keV range from a laser-irradiated gas puff target produced using the double-nozzle setup / H. Fiedorowicz, A. Bartnik, R. Jarocki, R. Rakowski, M. Szczurek, // *Appl. Phys. B.* – 2000. – Vol.70. – P.305.
96. Chkhalo, N.I. Thin film multilayer filters for solar EUV telescopes / N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, E.B. Kluekov, S.V. Kuzin, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, S.Yu. Zuev // *Applied Optics.* – 2016. – Vol.55. - №17. – P.4683.
97. Shestov, S. Extreme ultraviolet spectra of solar flares from the extreme ultraviolet spectroheliography spirit onboard the CORONAS-F satellite / S. Shestov, A. Reva, S. Kuzin // *The Astrophysical Journal.* - 2014. - V.780. - N1. - P. 16.
98. Slemzin, V. A. Analytical solutions for global geodesic acoustic modes in tokamak plasmas / V. A. Slemzin, F. F. Goryaev, S. V. Kuzin // *Plasma Physics Reports.* - 2014. - V.40. - N11. P.855 – 892.
99. Braun, S. Mo/Si Multilayers with Different Barrier Layers for Applications as Extreme Ultraviolet Mirrors / S. Braun, H. Mai, M. Moss // *Jpn. J. Appl. Phys.* - 2002. - V.41. - P. 4074.
100. Вишняков, Е. А. Аперiodические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения / Е.А. Вишняков, Ф.Ф. Каменец, В.В. Кондратенко // *Квантовая электроника.* - 2012. - Т. 42. - № 2. - С. 143.
101. Bogachev, S.A. Advanced materials for multilayer mirrors for extreme ultraviolet solar astronomy / S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin // *Applied Optics.* - 2016. - V.55. № 9. - P. 2126.
102. Chkhalo, N.I. Be/Al-based multilayer mirrors with improved reflection and spectral selectivity for solar astronomy above 17 nm wavelength / N.I. Chkhalo, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, R. A. Shaposhnikov, I. L. Stroule, M. V. Svechnikov, Yu. A. Vainer, S. Yu. Zuev // *Thin Solid Films.*- 2017. - V. 631. - P. 106.
103. Chkhalo, N.I. High-reflection Mo/Be/Si multilayers for EUV lithography / N. I. Chkhalo, S. A. Gusev, A. N. Nechay, D. E. Pariev, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, F. Schäfers, M. G. Sertsu, A. Sokolov, M. V. Svechnikov, D. A. Tatarsky // *Optics Letters.*- 2017. - V. 42. - № 24. - P. 5070.
104. Chkhalo, N.I. Extended model for the reconstruction of periodic multilayers from extreme ultraviolet and X-ray reflectivity data / M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay, N.

- Salashchenko, N. Chkhalo, Y. Vainer and D. Gaman // *J. Appl. Crystallogr.* - 2017. - V. 50. № 5. - P. 1428.
105. Yulin, S. Multilayer coatings for EUV/Soft x-ray mirrors / S. Yulin // *Optical interference coatings.* – 2003. – P. 281.
106. Yulin, S. Multilayer interference coatings for EUVL / S. Yulin // *Extreme ultraviolet lithography.* - 2009. – P.225.
107. Kuhlmann, T. Design and fabrication of broadband EUV multilayer mirrors / T. Kuhlmann, S. A. Yulin, T. Feigl, N. Kaiser, H. Bernitzki, H. Lauth // *Proc. SPIE.* – 2002. – Vol.4688. – P.509.
108. Kozhevnikov, I. V. Wideband multilayer mirrors with minimal layer thicknesses variation / I.V. Kozhevnikov, A.E. Yakshin, and F. Bijkerk // *Optics Express.* – 2015. – Vol.23. – P.9276.

Приложение: юстировка рефлектометра монохроматором Черни-Тернера

Для юстировки необходимо следующее:

- Теодолит на треноге, нитяной отвес на крепеже
- Фонарик на подставке
- Юстировочные *Лазер 1*, *Лазер 2* и вспомогательный лазер с крепежами
- Линейка-уголок, штангельциркуль
- Измеритель мощности
- Микроскоп с крепежом
- Измерительная рулетка
- Оптоволокно с источником и крепежом, струбцины
- ПЗС-камера на подставке с рельсом, полочка для крепления камеры на блин гониометра
- Бумажный экран
- Набор щупов
- Нитяной отвес с креплением, симулирующий луч силового лазера
- Набор отверток и ключей
- Набор визуализаторов лазерного излучения
- Набор заслонок для юстировочных лазеров
- Пузырьковый и стрелочный уровень
- Защитные очки
- Тонкая фумлента, набор круглых индикаторов из фотобумаги
- Зеркальце на гибкой ручке

Расстояния в схеме, которые будут в эксперименте с твердотельным ЛПИ:

$$\rho(\text{ЛПИ-щель1}) = 37,5 \text{ мм (после сдвига щели к ЛПИ)}$$

$$\rho(\text{щель1-колиматорная щель}) = 675,5 \text{ мм}$$

$$\rho(\text{щель1-M1}) = 1190 \text{ мм}$$

$$\rho(\text{M1-ДР}) = 95,5 \text{ мм}$$

$$\rho(\text{ДР-M2}) = 95,5 \text{ мм (между зеркалами } 150 + 40 \text{ мм)}$$

$$\rho(\text{M2-щель2}) = 400 \text{ мм}$$

Подготовительные работы

Выставление уровня барабана-мишени

Обозначить места крепления крепежных опор мишени (маркером). Снять крепежные опоры (**рис.доп.1**). Установить основание мишени на стол установки, закрепить винтами. Через переходники присоединить провода управления шаговыми двигателями. Установить рядом магнитную стойку с микрометром. При помощи манипуляторов подвести щуп к краю барабана. Запустить линейную подвижку от 0 до 100. Регулируя проставками из фольги под крепеж барабана, добиться горизонтальности барабана по показаниям микрометра магнитной стойки (на всем протяжении барабана изменение не должно превышать 1-2 делений (**рис.доп.2**))

Выставление центра гониометр

Закрепить микроскоп на струбцинах на краю бочки (**рис. доп.3**) и сфокусироваться на центре гониометра (**рис.доп.4**) (предварительно с гониометра снимается блин). Выйдя на предполагаемый центр, сначала изучать «Высоту». При изменении «Закос» горизонтальная ось гониометра не должна смещаться. Если смещается более чем на 1-2 деления, то менять высоту и повторять процедуру. Далее изучаем «Глубину». При изменении «Образец» от -30 до +30 градусов вертикальная ось не должна смещаться. Если смещается более чем на 1-2 деления, то изменять глубину и повторять процедуру. Поочередно за несколько итераций необходимо получить точность 1-2 деления.

Сборка оптического ввода

Подготовить чистые детали. Поставить уплотняющую резинку. Установить окно оптического ввода, затем на него фторопластовый уплотнитель, затем – металлическую фиксирующую крышку на винтах. Установить фторопластовую проставки для линзы в крепеж и фиксирующую шайбу. Установить линзу, фиксирующую шайбу. Сверху на фиксирующую шайбу на специальную резиновую прокладку кладется защитное стекло и зажимается еще одной фиксирующей шайбой (**рис.доп.5**).

1. Провешивание оптической оси прибора по зеркалам

- 1.1. Выставить вертикальность дифракционной решетки (*ДР*) и зеркал по теодолиту перпендикулярно оптической оси и максимально близко вдоль оптической оси **/Рис.1/**. При необходимости подложить регулирующие проставки из фольги под основание крепежа зеркал. Снять *ДР* и *Зеркало 1*.
- 1.2. (*Опционально*). Закрепить на *Зеркале 2* вспомогательный лазер **/Рис.2/** (так устраняется лишняя степень свободы), добиться прохождения примерно половины сигнала. Поставить *Зеркало 1*. Вращая оба зеркала, добиться предварительной параллельности зеркал.
- 1.3. (*Опционально*). Закрепить на юстировочные *Лазер 1* и *Лазер 2* диафрагмы-мишени. Выставить по вспомогательному лазеру, закрепленному на *Зеркале 2*, юстировочный лазер со стороны лазерно-плазменного источника - *ЛПИ (Лазер 1)*. Снять с *Зеркала 2* вспомогательный лазер. Снять зеркала.
- 1.4. Закрепить второй юстировочный лазер (лазер со стороны гониометра – *Лазер 2*) для юстировки на гониометре по первому (по лазеру со стороны источника – *Лазер 1*) **/Рис.3/**.
- 1.5. Добиться «взаимного» попадания лазеров (необходимо, чтобы *Лазер 1* попадал в центр диафрагмы *Лазера 2*, а *Лазер 2* попадал в центр диафрагмы *Лазера 1*) **/Рис.4/**.
- 1.6. Выставить горизонтальность оптической оси уголком относительно стола. Поставить зеркала по меткам на торцах.
- 1.7. Добиться, чтобы лазерный луч по высоте соответствовал середине торца зеркал. Повторить пункты 1.5 и 1.6.
- 1.8. Движением обоих лазеров и совместным вращением зеркал добиться примерного падения на зеркала по касательной и совместного попадания лазеров. Убрать *Зеркало 2*.
- 1.9. Вращением *Зеркала 1* и движением *Лазера 1* и *Лазера 2* (используя только подвижки, не изменяющие горизонтальность луча) по измерителю мощности в крепеже **/Рис.5/**, устанавливаемому попеременно с разных сторон *Зеркала 1*, выставить 50% прохождения сигнала на *Зеркале 1* с обеих сторон и «взаимное попадание» лазеров. Вынуть *Зеркало 1*. Поставить *Зеркало 2*. Выставить равное прохождение сигнала с двух сторон по измерителю мощности (например, получилось 30% с обеих сторон). Скорректировать положение лазеров, проверяя «взаимное попадание». *Замечание: если получилось так, что Зеркало 2 пропускает более 50%, то начинать пункт нужно с него – выставить 50% проходящего сигнала, затем – равное % прохождение для Зеркала 1.*
- 1.10. Поставить оба зеркала. Вращая одновременно оба зеркала на один и тот же угол и корректируя положения лазеров (используя только

подвижки, не изменяющие горизонтальность луча), добиться прохождения 50% сигнала с двух сторон для каждого зеркала в отдельности и обоих вместе.

1.11. Без извлечения зеркал повторить итеративно пункты 1.6 - 1.10.

2. Предварительное выставление выходной щели

2.1. Меняя положение выходной щели выставить расстояние от оси вращения *Зеркала 2* до выходной щели как в схеме.

2.2. Выставить вертикальность щели по теодолиту.

2.3. Максимально раскрыть выходную щель. Движением выходной щели добиться попадания Лазера 1 в середину щечек выходной щели.

2.4. Используя измеритель мощности, подвижками выставить щель на максимум сигнала с обеих сторон **/Рис.6/**. Проверить вертикальность щели.

2.5. Повторить итеративно пункты 2.2 - 2.4, постепенно уменьшая ширину выходной щели до 20 мкм.

3. Определение угла Зеркала 2.

3.1. Завести оптоволокно между щечками выходной щели со стороны камеры гониометра **/Рис.7/**.

3.2. Вдвинуть край оптоволоконной щели из выходной щели. При помощи теодолита на фоне света фонарика (для лучшей видимости) выставить оптоволокно горизонтально. Вдвинуть оптоволокно обратно до уровня щели.

3.3. По микроскопу, установленному перед выходной щелью, проверить равное удаление оптоволоконной щели от обеих щечек. Зажать оптоволокно щечками щели **/Рис.8/**.

3.4. На расстоянии 30-40 мм за *Зеркалом 2* поставить вертикально вспомогательную щель 3 мм по *Лазеру 1* и теодолиту.

3.5. Поставить *Зеркало 2*. Без поворота *Зеркала 2* должно засвечиваться от оптоволоконной щели, часть полоски должна падать на центр диафрагмы *Лазера 1*.

3.6. При помощи ПЗС-камеры, закрепленной на рельсе и имеющей возможность горизонтального сдвига, найти оптимальное значение поворота *Зеркала 2*. Для этого контролируется ширина полоски, регистрируемой ПЗС-камерой при повороте *Зеркала 2* на разных расстояниях от *Зеркала 2* **/Рис.9/**. При оптимальном положении подвижки угла поворота полоска должна расширяться лишь на расчетную величину (**Рис.10**). Записать оптимальное положение в журнал.

3.7. Поставить бумажный экран перед *Лазером 1*. *Лазер 1* определяет точку отсчета на экране (точка 1). Положение отраженной «полоски» при оптимальном угле поворота *Зеркала 2* отмечается на экране (точка 2). Измерить расстояние между точками 1 и 2. Измерить расстояние от оси

вращения *Зеркала 2* (точка 3) до точки 1. Произвести вычисление фактического угла поворота по формуле: $\arctan((t.1-t.0)/(t.0-t.3))/2$.
/Рис.11/Записать полученное значение в журнал.

3.8. Максимально раскрыть выходную щель, убрать оптоволокно, убрать вспомогательную щель, вынуть *Зеркало 2*.

4. Выставление коллиматорной щели

4.1. Раскрыть щечки коллиматорной щели и ввести измерительную ленту рулетки между щечками.

4.2. Выставить требуемое расстояние от центра вращения *Зеркала 1* до коллиматорной щели (как в схеме).

4.3. Зафиксировать крепеж коллиматорной щели и выставить на ней около 100 мкм.

4.4. Выставить вертикальность щели по теодолиту /Рис.12/.

4.5. По *Лазеру 1*, двигая щель перпендикулярно оптической оси, выставить щель так, чтобы она пересекала лазерное пятно примерно посередине.

4.6. При помощи измерителя мощности, устанавливаемого за щелью, щель выставить на максимум сигнала /Рис.13/. Аналогично с *Лазером 2*.

4.7. Максимально раскрыть коллиматорную щель.

5. Выставление отвеса «силовой лазер» и *Камеры 1*

5.1. На месте крепления призмы, в середину, фиксируется отвес /Рис.14/.

5.2. Между щечек коллиматорной щели ввести измерительную ленту и выставить расстояние, указанное в схеме (источник-коллиматорная щель).

5.3. Двигать весь крепеж призмы до совмещения отвеса с оптической осью на расстоянии, выставленном в пункте 5.2.

5.4. Зафиксировать винтами крепеж призмы с отвесом.

5.5. Поставить *Камеру 1*, *Камеру источника* и *оптический ввод* горизонтально (по пузырьковому уровню). Необходимо, чтобы отвес проходил по центру ввода /Рис.15/ (при необходимости ослабить винты *Камеры 1* и повернуть на небольшой угол для лучшего совпадения середины оптического ввода и нитяного отвеса, определяющего ось луча силового лазера). Закрепить основание *Камеры 1* торцевыми струбцинами в найденном положении.

5.6. Снять *Камеру мишени с оптическим вводом*. Затянуть крепежные винты *Камеры 1*.

6. Определение угла *Зеркала 1*

6.1. К месту пересечения оптической оси и отвеса, симулирующего ось луча «силового лазера» (место искры) подвести оптоволокно на крепеже с подвижками /Рис.16/.

- 6.2. Проверить горизонтальность оптоволоконна по теодолиту.
- 6.3. Закрепить на раме над Лазером 1 микроскоп. Проконтролировать параллельность оптоволоконна оптической оси.
- 6.4. Поставить рабочую ширину коллиматорной щели (из схемы). Сферический фронт падает на коллиматорную щель и формирует «полоску», которая далее падет на *Зеркало 1*. Без зеркал полоска должна совпадать с центром диафрагмы *Лазера 2* /**Рис.17**/.
- 6.5. Закрепить ПЗС-камеру на рельс на ближайшем возможном расстоянии от *Зеркала 1*.
- 6.6. Фиксировать ширину полоски при разных расстояниях /**Рис.18**/ и углах (координатах шагового двигателя), выбирать оптимальное положение *Зеркала 1*, при котором «полоска» будет расширяться лишь на рассчитанную ранее величину /**Рис.19**/.
- Записать оптимальное значение шагового двигателя в журнал.
- 6.7. Между *Камерой 4* и *Камерой гониометра* поставить экран из миллиметровой бумаги. *Лазер 2*, определяет точку отсчета на экране (точка 1). Положение отраженной полоски при оптимальном угле поворота *Зеркала 1* отмечается на экране (точка 2). Измерить расстояние между точками 1 и 2. Измерить расстояние от оси вращения *Зеркала 1* (точка 3) до точки 1. Произвести подсчет фактического угла по формуле: $\arctan((t.1-t.0)/(t.0-t.3))/2$ /**Рис.20**/.
- Записать полученное значение в журнал.
- 6.8. Записать значение подвижек для подвода оптоволоконна (для последующего возвращения в эти координаты). Отвести оптоволоконно подвижками назад и вниз.
- 7. Выставление дифракционной решетки (ДР).**
- 7.1. Поставить *Зеркало 1* и *Зеркало 2* на определенные выше оптимальные углы.
- 7.2. Поставить ДР (по меткам на верхней грани).
- 7.3. Регулируя поворот ДР и подвижку, перпендикулярную оптической оси, добиться по лазерам равномерной засветки решетки (визуализация осуществляется посредством дыхания) и оптимального попадания на выходную щель (добиваться максимума сигнала по измерителю мощности, установленному за выходной щелью). Оба юстировочных лазера должны попадать в центры мишеней друг друга.
- 8. Выставление входной щели**
- 8.1. Установить входную щель и затянуть основание. При помощи теодолита выставить предварительно вертикальность входной щели. Включить *Лазер 2*.
- 8.2. Перед входной щелью ставится бумажный экран с нитяным отвесом, на который проецируется дифракционная картина /**Рис.21**/.
- 8.3. Вращая *Входную щель* в крепеже, при помощи теодолита выставить горизонтальность дифракционной картины. Далее по измерителю

мощности, сдвигая входную щель перпендикулярно оптической оси, выставить щель на максимум сигнала.

8.4. Добиться горизонтальности дифракционной картины.

8.5. Повторить итеративно пункты 8.3 и 8.4. После нескольких итераций входная щель должна быть выставлена вертикально и на максимум сигнала. Также лазерные лучи от обоих лазеров должны проходить через все щели и попадать в центры мишеней друг друга /Рис.22/.

9. Более точное выставление выходной щели

9.1. Вернуть подвижками оптоволоконно в координаты, записанные в пункте 6.8, контролируя процесс теодолитом и микроскопом.

9.2. Закрепить за выходной щелью ПЗС-камеру и получить изображение «полоски».

9.3. Осуществить сканирование дифракционной решеткой, следя за тем, чтобы верхний и нижний край полоски закрывались одновременно. Если щель установлена не вертикально, а под неким углом, то, например, снизу изображение пропадет, в то время как сверху еще будет засветка (или наоборот). В таком случае нужно скорректировать щель поворотом в крепеже и провести повторное сканирование дифракционной решеткой.

9.4. Убрать ПЗС-камеру.

9.5. Записать координаты подвижек крепежа оптоволоконно. Отвести оптоволоконно подвижками.

10. Снятие нулевого порядка на свету – проверка юстировки.

10.1. Поставить Зеркала и ДР в определенные выше оптимальные позиции.

10.2. За выходной щелью (между выходной щелью и крепежом тороидального зеркала) установить измеритель мощности /Рис.23/.

10.3. Сканированием решетки снять нулевой порядок при разных ширинах выходной щели. У нулевого порядка присутствует характерная затяжка справа, но она должна быть минимальной. Для ее минимизации нужно сдвигать оптоволоконно влево или вправо с шагом по 10 мкм до нахождения наилучшего положения. Необходимым условием удовлетворительной юстировки является значительное уменьшение затяжки смещением источника на 10-20 мкм. В этом случае юстировка на световом луче считается удовлетворительной, а дальнейшая подстройка положения источника производится на вакууме.

11. Выставление тороидального зеркала, подведение центра гониометра под пучок, выставление детектора

11.1. Тороидальное зеркало устанавливается в оправу и выставляется примерно параллельно лазерному лучу (чтобы часть излучения проходила

- прямо и попадала на диафрагму *Лазера 2*, а от *Лазера 2* луч попадал на диафрагму *Лазера 1*.
- 11.2. При помощи *Лазера 2* выставить высоту *тороидального зеркала* по положению пучка на торце тороида – высота лазерного луча должна соответствовать середине грани (по высоте) тороидального зеркала.
 - 11.3. Установить значение подвижки «Образец» равное 90 градусов.
 - 11.4. По *Лазеру 1* поворотом *тороидального зеркала* (угол) и подвижкой, перпендикулярной оптической оси, добиться ситуации, при которой пятнышко падает рядом с центром гониометра и имеет минимальный размер, а *тороидальное зеркало* засвечивается симметрично (визуализировать посредством дыхания).
 - 11.5. На держатель, прикрепленный к столику гониометра /**Рис.24**/, установить ПЗС-камеру (по оси вращения гониометра). Подвижкой «Глубина» отвести столик с камерой назад для компенсации толщины ПЗС-камеры (чтобы смотреть размер пучка в той же плоскости).
 - 11.6. Угловым поворотом и подвижкой, перпендикулярной оптической оси, настроить тороид таким образом, чтобы его засветка была симметричной (визуализировать путем дыхания), а пятнышко имело минимальный размер и максимальную интенсивность по ПЗС-камере.
 - 11.7. На финальном этапе настройки тороида оптоволокну подвижками вернуть в исходное положение (зону искры), и проверить, что при попеременной засветке лазером и оптоволокну (вводить-выводить оптоволокну и включать-выключать *Лазер 1*) центры пятнышек от *Лазера 1* и оптоволокну на ПЗС-камере совпадают. После этого лазер выключается и начинается подстройка на сферическом источнике, где лучше видны «хвосты» /**Рис.25**/.
 - 11.8. Осуществить подстройку тороида поворотом и подвижкой, перпендикулярной оптической оси, и, регулируя «непружинный» винт крепежа тороидального зеркала, сделать «хвосты» симметричными и минимизировать их /**Рис.26**/.
 - После этого на выходную щель надевается ограничитель 3 мм и процедура повторяется /**Рис.27**/.
 - При необходимости просканировать подвижками и микровинтом крепежа для достижения наилучшего вида пятна (минимальный размер и симметричность).
 - 11.9. Снять ПЗС-камеру, подвижкой «Глубина» скомпенсировать толщину ПЗС-камеры (вдвигается вперед на толщину корпуса ПЗС-камеры) в координаты центра гониометра.
 - 11.10. Ломами, затем подвижками, подвести камеру гониометра под пучок по вертикали и горизонтали. После этого, изменяя подвижки «Образец» и «Закас», убедиться, что пятнышко всё время находится в центре.
 - 11.11. По полученному выше пятнышку выставить детектор /**Рис.28**/, переобозначить координату за 0.

12. Совмещение оптической оси прибора и оси силового лазера. Важно!

На данном этапе работа производится строго в защитных очках!

- 12.1. Снять тороид.
- 12.2. Гониометр разворачивается параллельно оптической оси – подвижка «Образец» = 0.
- 12.3. Подвижками *Лазера 2* установить юстировочный *Лазер 2* по *Лазеру 1* (добиться взаимного попадания лазерных лучей в центр мишени противоположного). Установить перед входной щелью измеритель мощности. Вращая подвижки *Лазера 2* по измерителю мощности выставить *Лазер 2* на максимум сигнала.
- 12.4. Установить камеру источника с предварительно выставленным барабаном. На барабан крепится тонкая белая фумлента, необходимая для визуализации полосы от *Лазера 2* через входную щель /**Рис.29**/.
- 12.5. В блоке управления лазером в разделе «Синхронизация» выбирается параметр off
- 12.6. Выставить калориметр (луч, отраженный от стеклышка должен попадать в гнездо калориметра по центру)
- 12.7. Предварительная настройка: (по визуализатору при помощи подвижек призмы и лазера) ось силового лазера совмещается с оптической осью - должна быть в центре красной полосы на фумленте /**Рис.30**/).
- 12.8. Ставится оптический ввод без оптических элементов и проверяется попадание силового луча по меткам из фотобумаги. Это делается последовательно вверху и внизу оптического ввода.
- 12.9. Ставится окошко ввода, линза и защитное стекло. Проверяется попадание силового луча по меткам из фотобумаги. Это делается последовательно вверху /**Рис.31**/ и внизу /**Рис.32**/ оптического ввода. Проверяется совпадение лучей (силовой лазер должен формировать на поверхности фумленты пятнышко, положение которого должно соответствовать середине /**Рис.33**/ полосы от юстировочного *Лазера 2*. При необходимости подстроить подвижками силового лазера и призмы.
- 12.10. Поставить тороид в крепеж

13. Прочее

- 13.1. Выставить ширины щелей по схеме. Записать в лабораторный журнал.
- 13.2. Записать положения всех подвижек в журнал
- 13.3. Установить камеры и соединительные сильфоны
- 13.4. Закрепить в камерах защитные экраны
- 13.5. Подключить подвижки шаговых двигателей в разъемы в камерах
Доп. Пункт (опционально): завести оптоволокно к входной щели /**Рис.34**/ и проверить, что нет явной сбивки настройки – установить на гониометр

ПЗС-камеру, проверить форму пучка. Проконтролировать, что пучок попадает в центр гониометра. Поставить остальные бочки.
13.6. Привернуть крышки камер

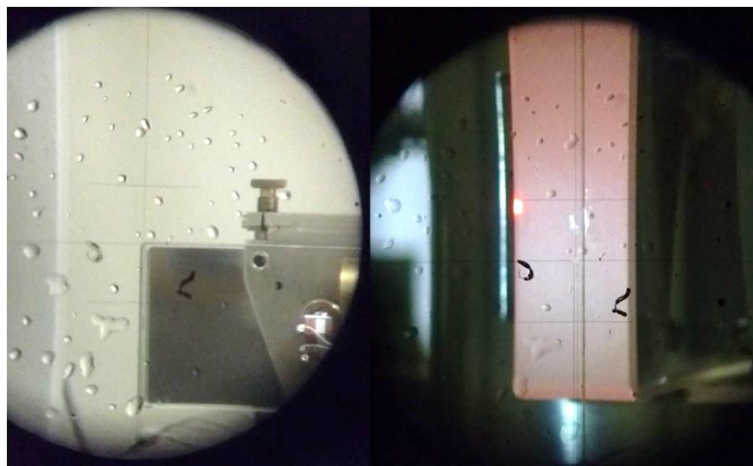


Рис. 1. Выставление вертикальности Z_1 .

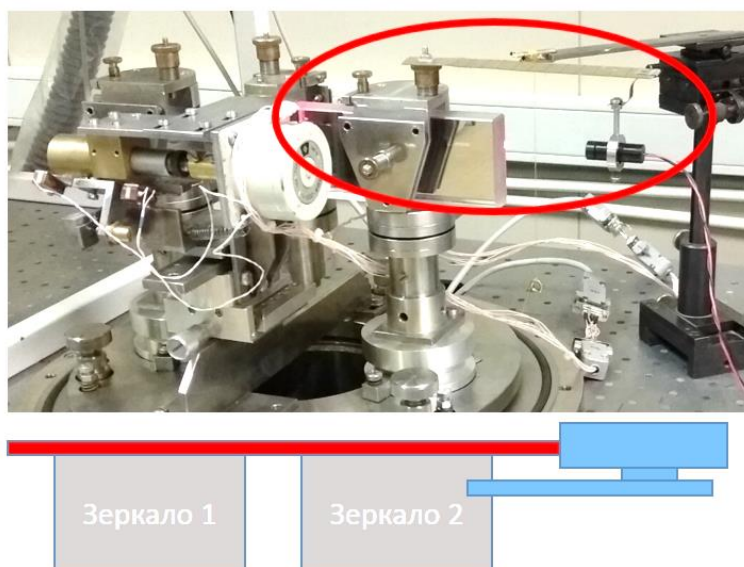


Рис. 2. Начальная подстройка луча.

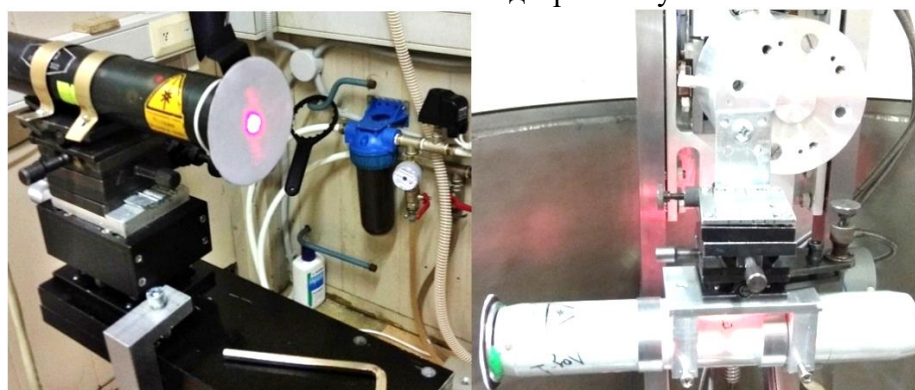


Рис. 3. Юстировочные лазеры

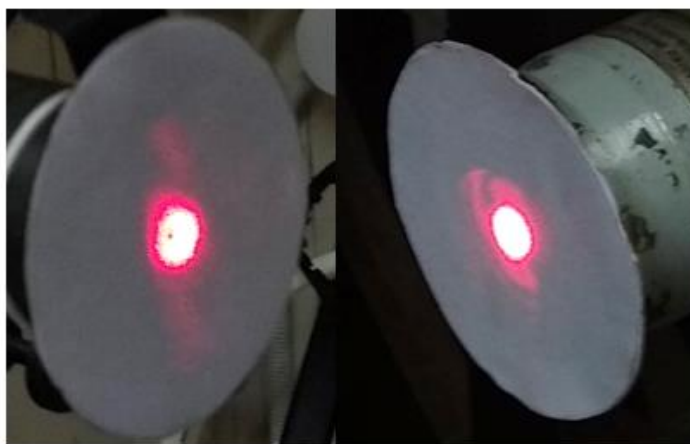


Рис. 4. «Встречное» попадание юстировочных лазеров

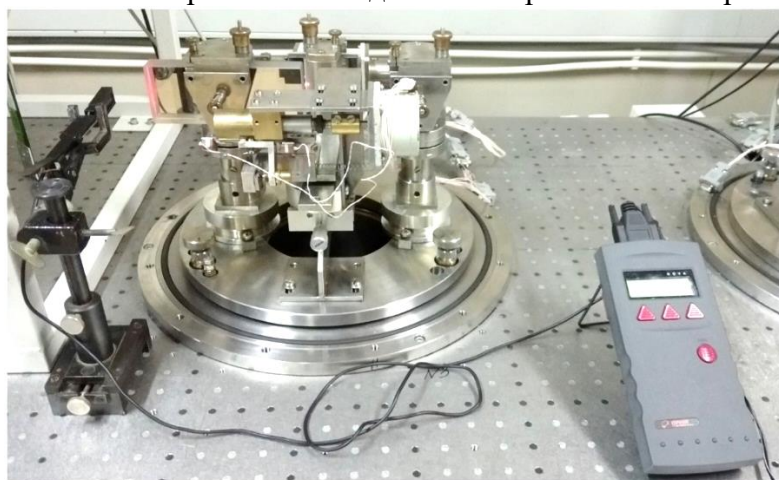


Рис. 5. Выставление сигнала по датчику мощности



Рис. 6. Совмещение луча с датчиком мощности в крепеже

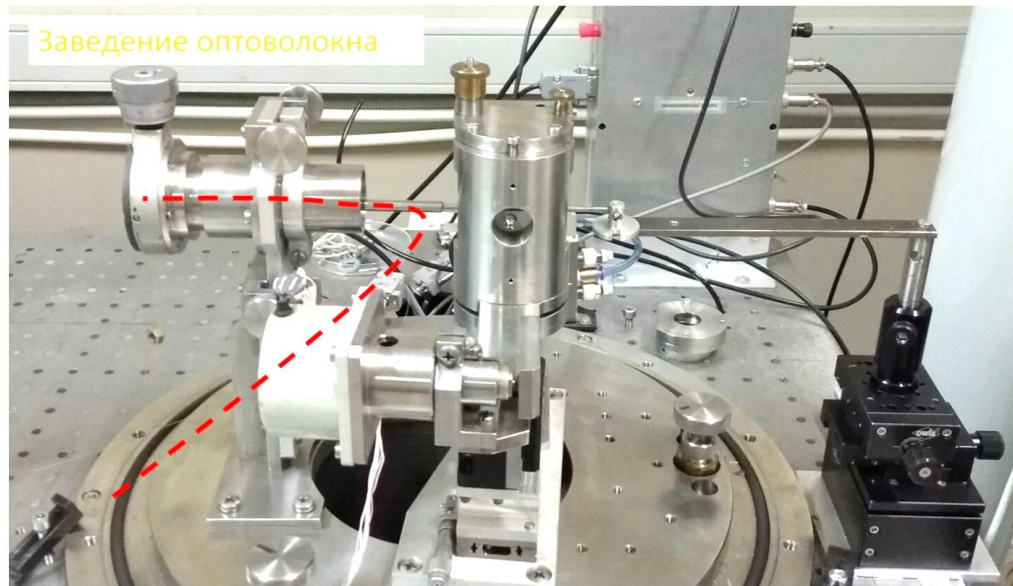


Рис. 7. Заведение оптоволокна в Щ₂



Рис. 8. Оптоволокно, зажатое в Щ₂

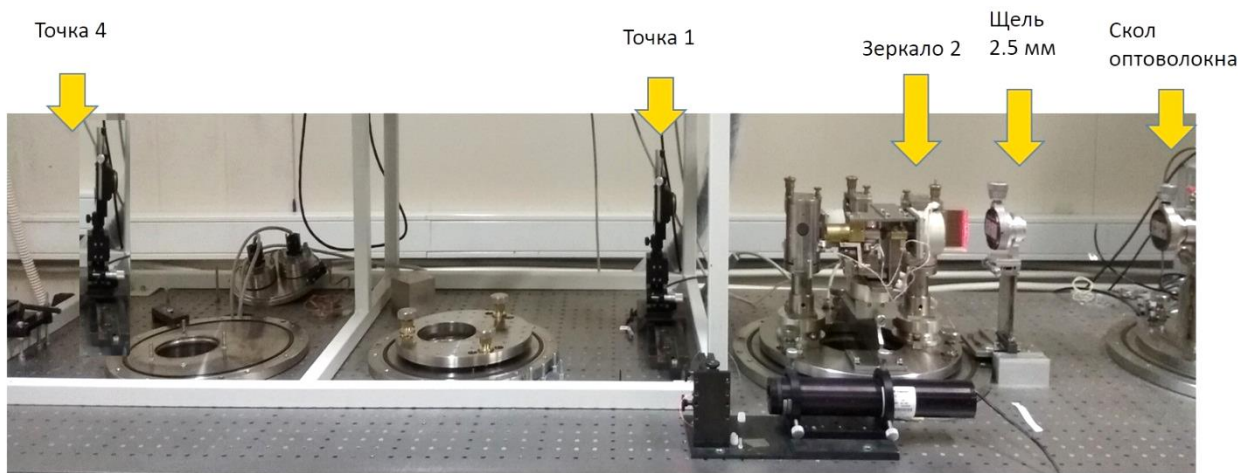


Рис. 9. Положение элементов при юстировке зеркал

Схема для настройки 2-го зеркала

$$\frac{\lambda}{D} = \frac{0,63}{2,5 \cdot 10^3} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$$

$$\text{Для т.1: } (2,5 \cdot 10^{-4}) \cdot 79 = 0,197 \text{ мм}$$

$$\text{Для т.4: } (2,5 \cdot 10^{-4}) \cdot 179 = 0,447 \text{ мм}$$

$$\Delta (\text{т.4} - \text{т.1}) = 0,447 - 0,197 = 0,25 \text{ мм}$$

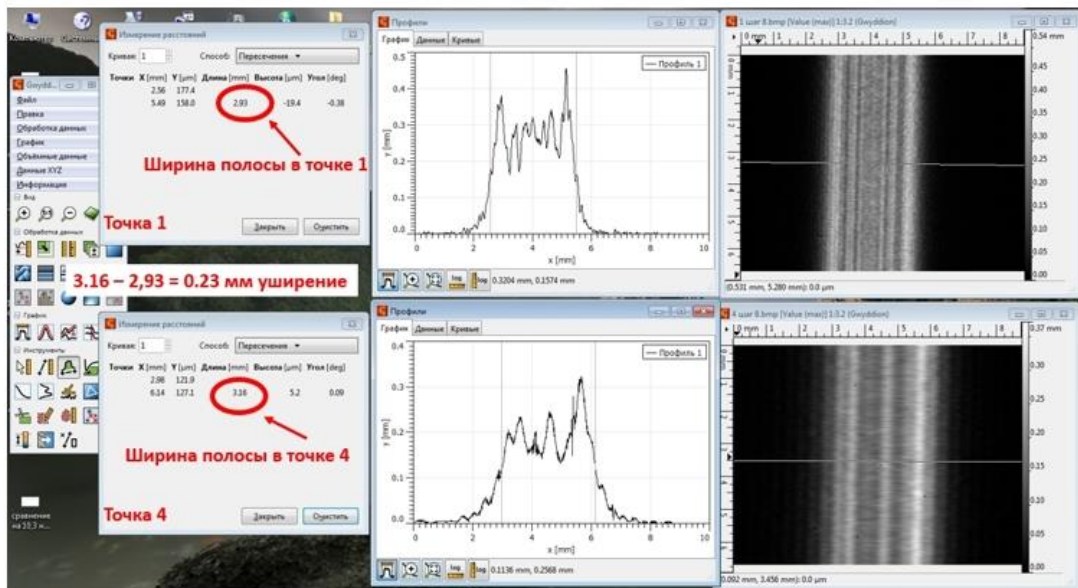
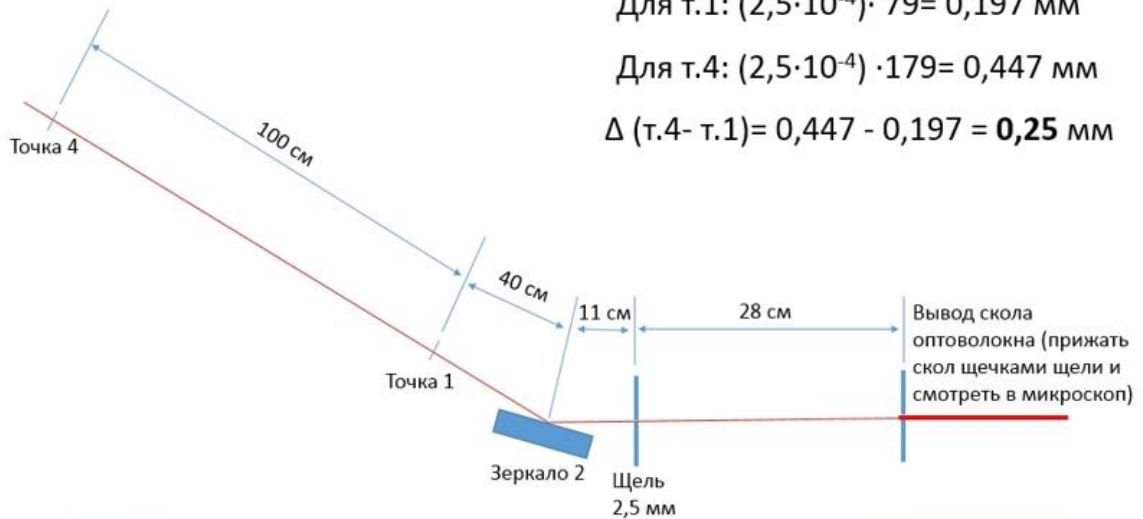
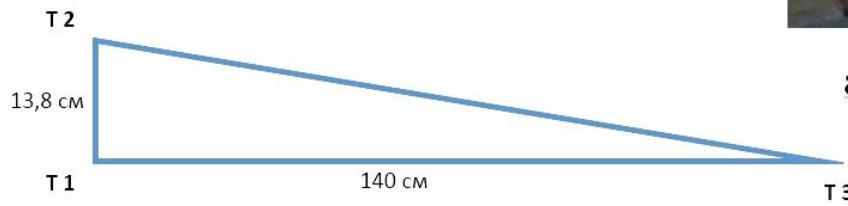
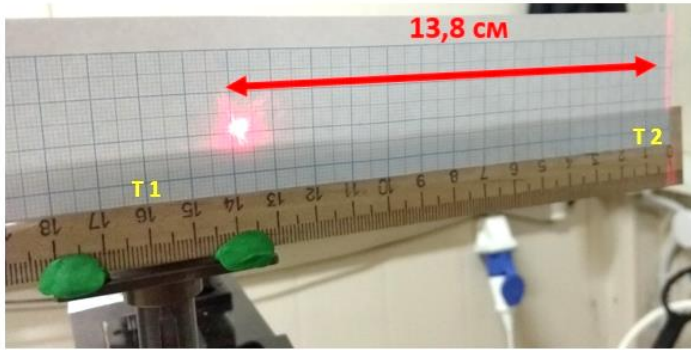


Рис. 10. Настройка Z_2 .

Определение фактического угла при оптимальной ширины полосы



$$\arctan(T12 / T13) / 2$$

Рис. 11. Определение рабочего угла зеркала



Рис. 12. Проверка вертикальности Щ₂



Рис. 13. Выставление положения D

Совмещение
оптической оси и
вертикали для
заведения силового
лазера.

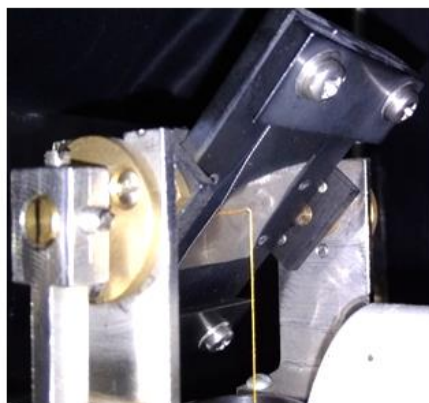


Рис. 14. Определение положения хода лучей

Расстояние между источником и щелями определяется как расстояние между нитяными подвесами, через которые проходит луч юстировочного лазера

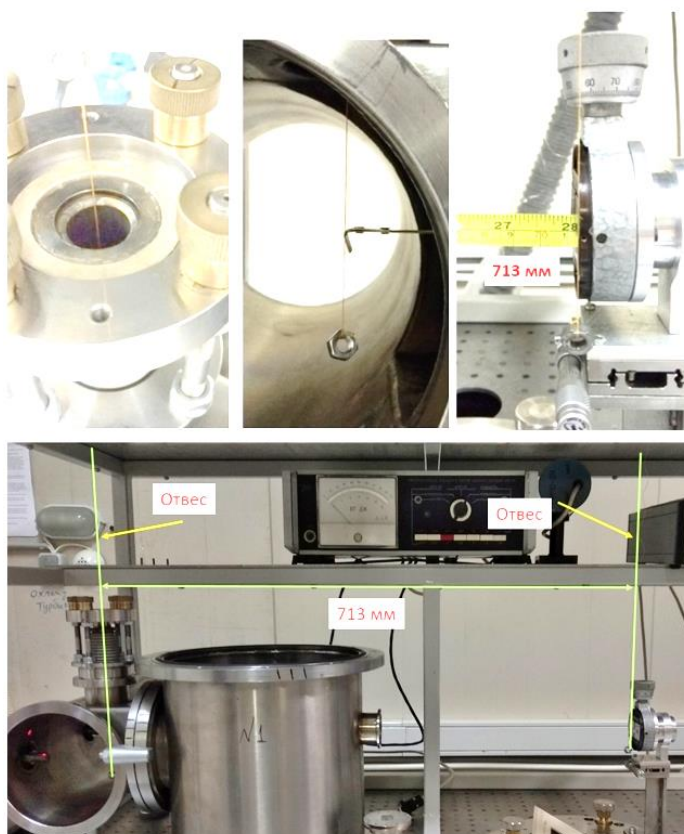
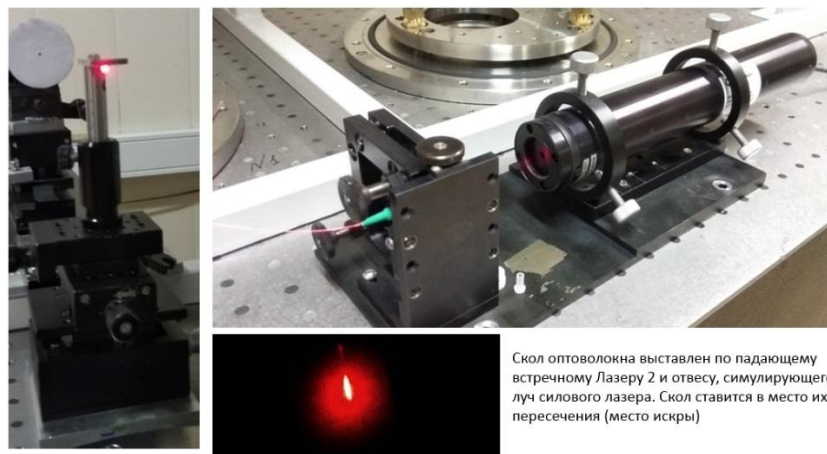
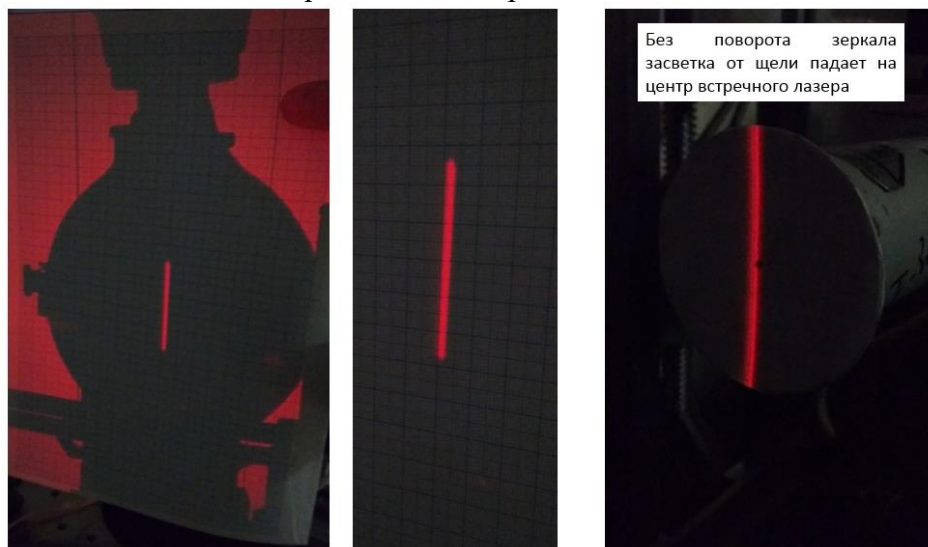


Рис. 15. Выставление расстояний оптической схемы



Скол оптоволокна выставлен по падающему встречному Лазеру 2 и отвесу, симулирующему луч силового лазера. Скол ставится в место их пересечения (место искры)

Рис. 16. Закрепленное в держателе оптоволокно



Без поворота зеркала засветка от щели падает на центр встречного лазера

Рис. 17. Засветка от D

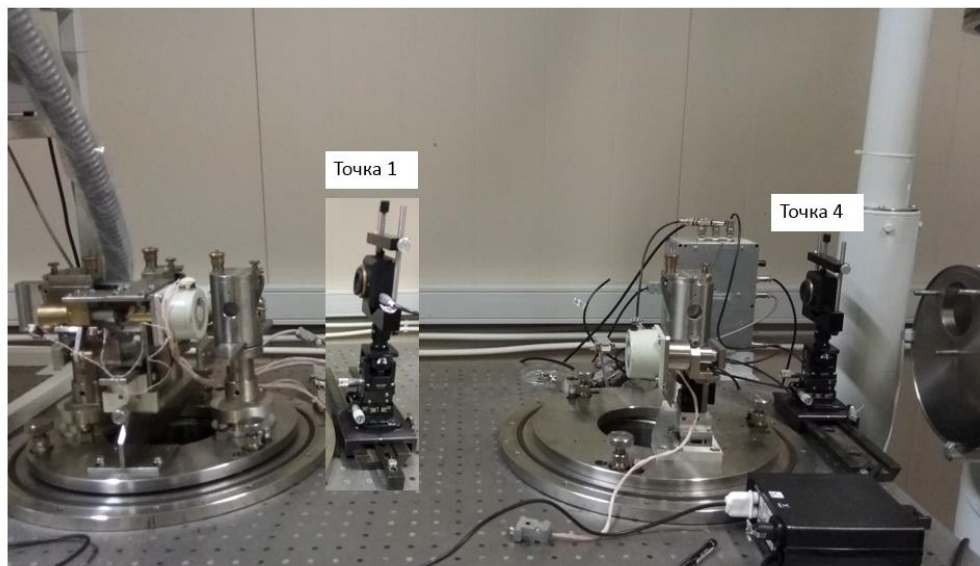


Рис. 18. Положения ПЗС-камеры при настройке Z_1 .

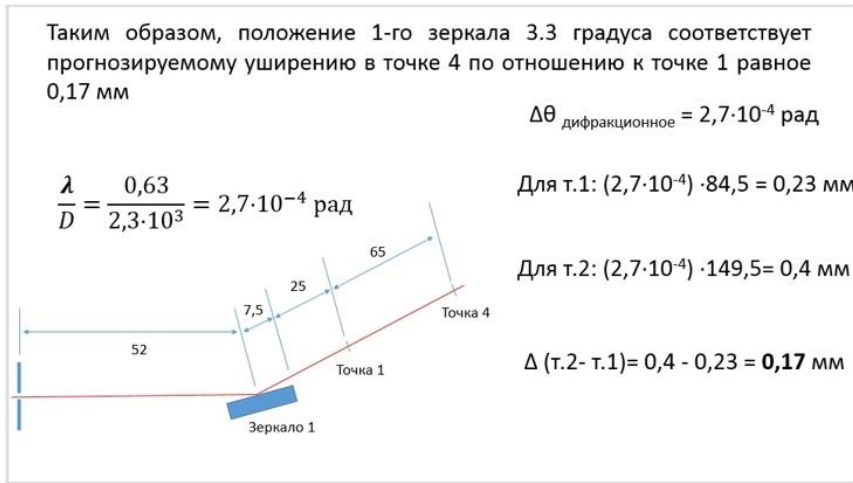
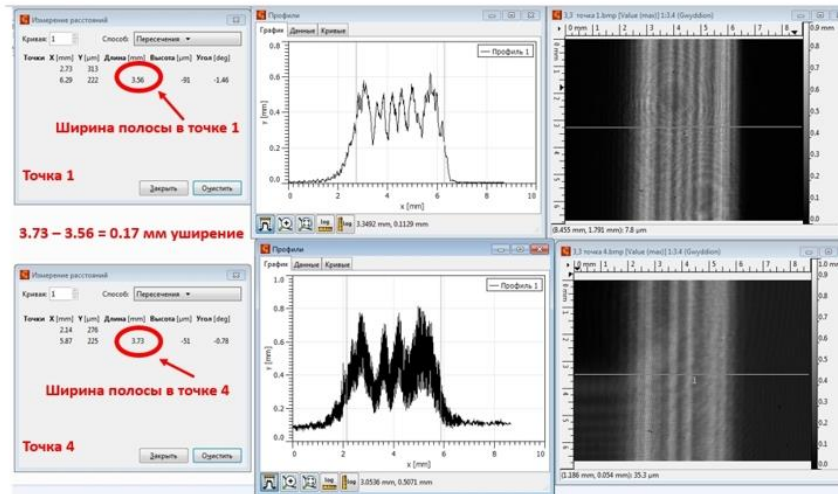


Рис. 19. Настройка Z_1 .

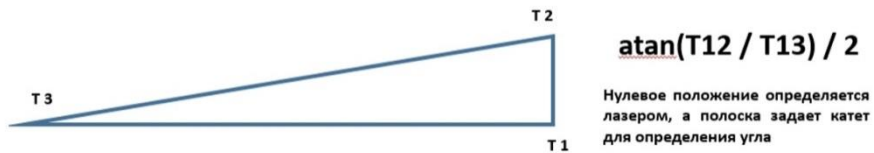
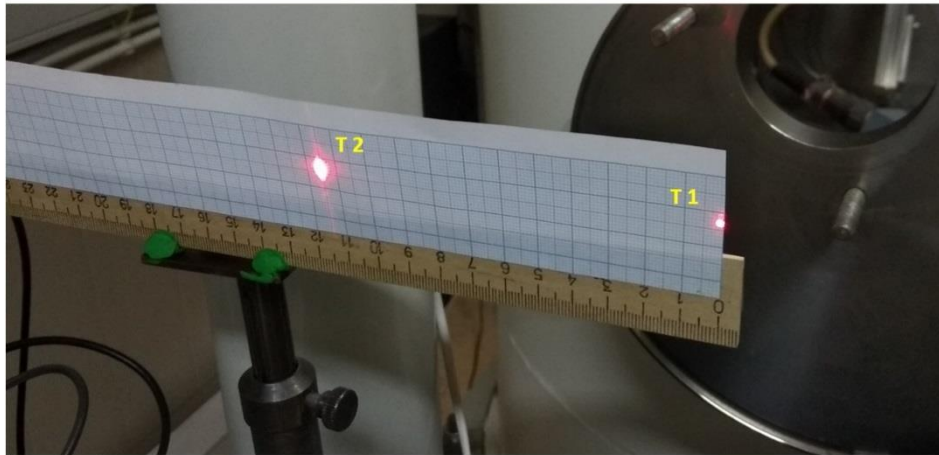


Рис. 20. Определение рабочего угла Z_1 .

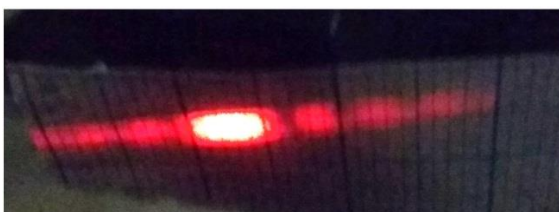


Рис. 21. Выставление положения щели по дифр. картине

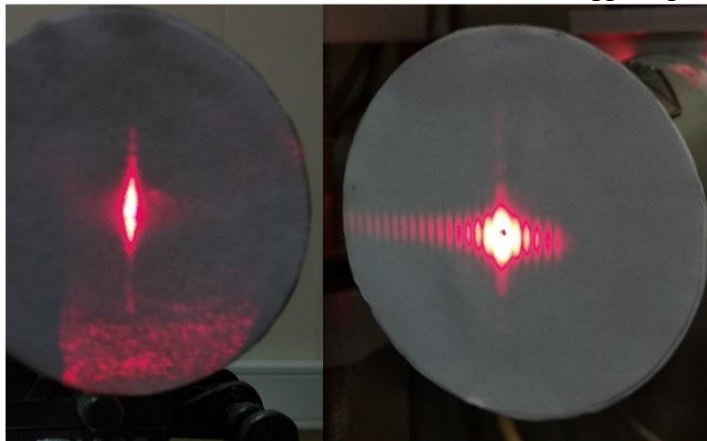


Рис. 22. Проверка «встречного» попадания лазеров

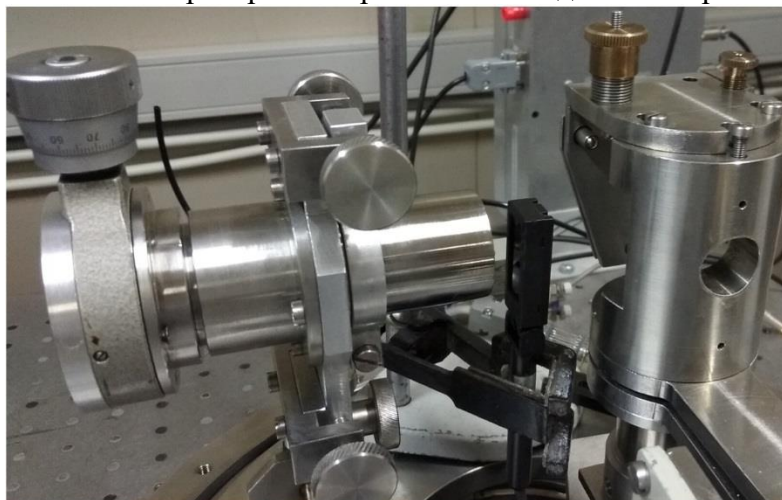


Рис. 23. Положение датчика мощности при настройке Щ₂.



Рис. 24. Столик для ПЗС-камеры на гониометре



Рис. 25. Изображение на ПЗС-камере при плохой юстировке ТЗ



Рис. 26. Изображение лазерного пучка на ПЗС-камере

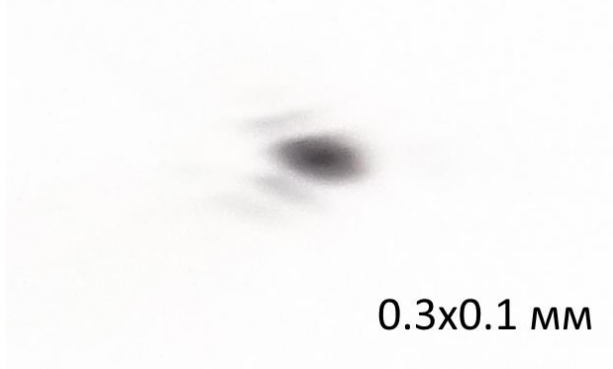


Рис. 27. Параметры зондирующего луча

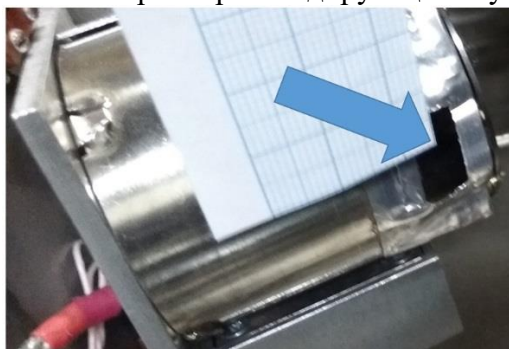


Рис. 28. Выставление положения детектора



Рис. 29. Установка мишени ЛПИ

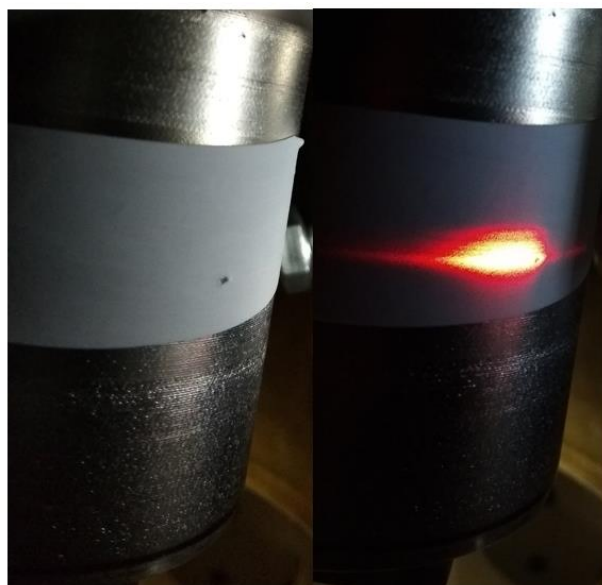


Рис. 30. Выставление положения ЛПИ

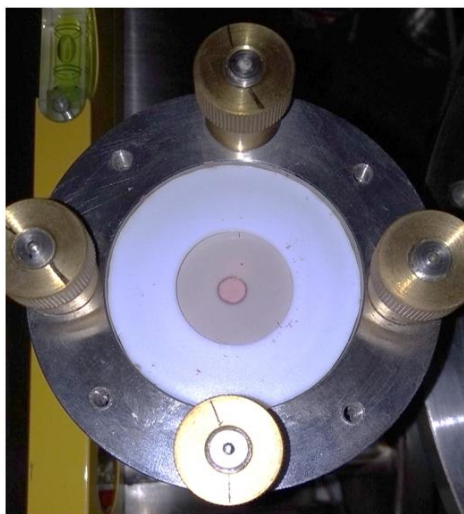


Рис. 31. Центровка оптического ввода



Рис. 32. Настройка положения линзы

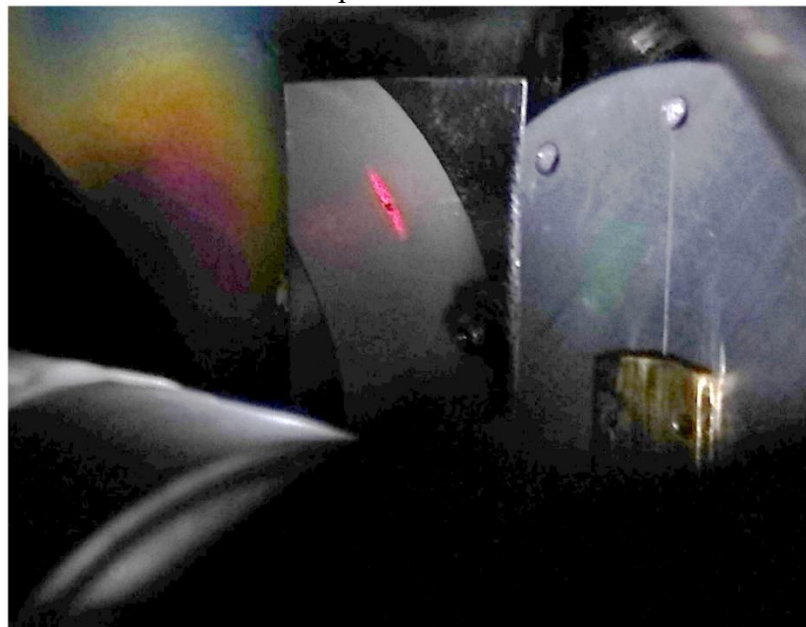


Рис. 33. Проверка нахождения ЛПИ на оптической оси

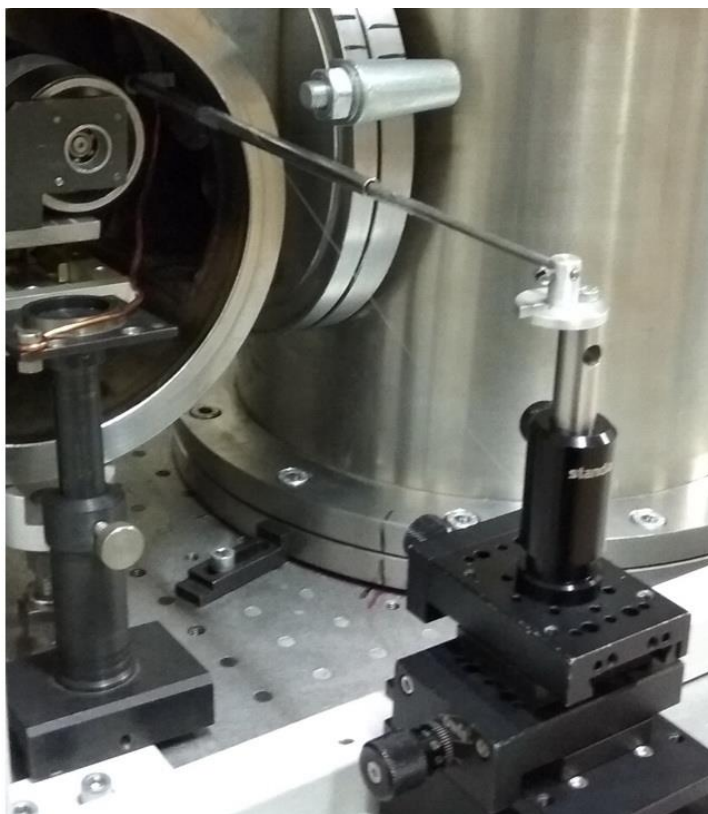


Рис. 34. Заведение оптоволокну к Щ₁

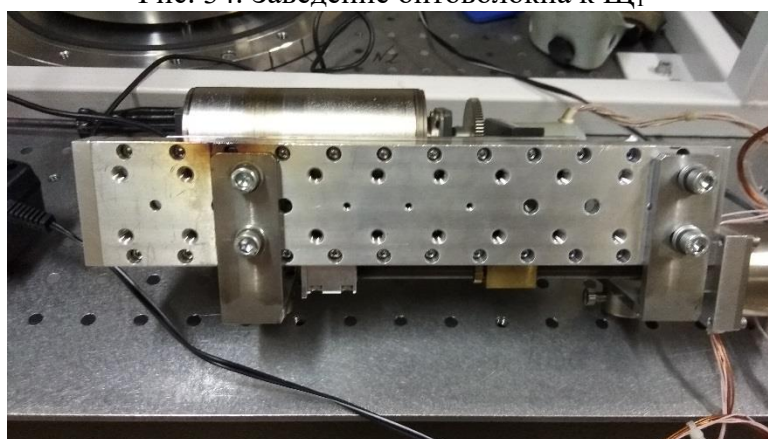


Рис.доп.1. Крепеж мишени ЛПИ



Рис.доп.2. Мишень ЛПИ в сборке

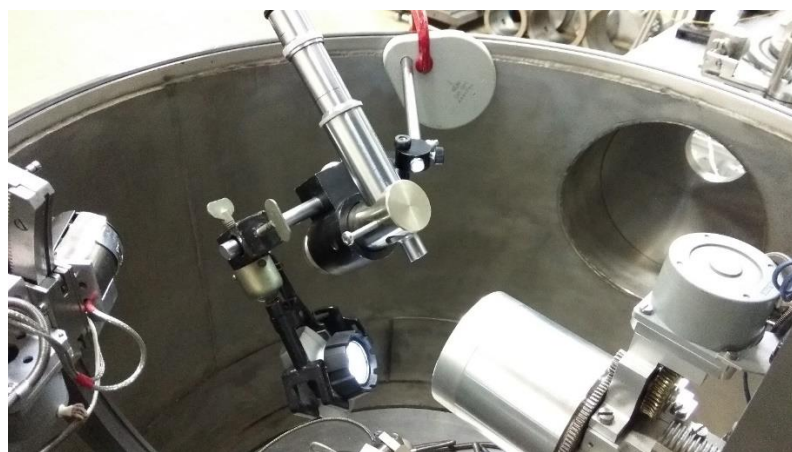


Рис.доп.3. Микроскоп для определения центра гониометра

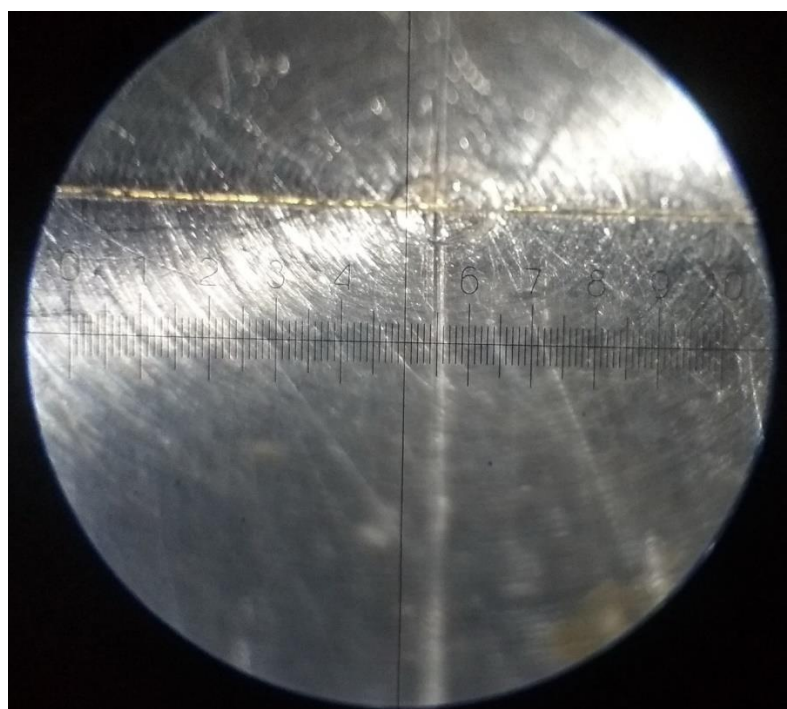


Рис.доп.4. Определение центра гониометра



Рис.доп.5. Плановое обслуживание оптического ввода