

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.

На правах рукописи

Шатохин Алексей Николаевич

**Разработка и исследование спектральных приборов на основе плоской
аперидической дифракционной решетки для мягкого рентгеновского
диапазона**

Специальность 01.04.05 – Оптика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико–математических наук
Рагозин Евгений Николаевич

Научный консультант:
кандидат физико–математических наук
Вишняков Евгений Александрович

Москва – 2020 г.

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Свойства плоских VLS-решеток, их расчет и изготовление	22
1.1 Техника расчета плоских VLS-решеток	22
1.1.1 Свойства VLS-решеток, исходя из принципа Ферма.....	22
1.1.2 Свойства VLS-решеток, лучевое приближение.....	30
1.2 Методы изготовления плоских VLS-решеток.....	34
1.2.1 Метод электронно-лучевой литографии.....	35
1.2.2 Метод интерференционной литографии	41
1.3 Основные результаты главы 1	45
Глава 2. Изображающий спектрометр	47
2.1 Проектирование и расчет спектрометра.....	48
2.2 Практическая реализация прибора.....	62
2.3 Применение спектрометра для диагностики лабораторной плазмы	71
2.4 Основные результаты главы 2	75
Глава 3. Сканирующий спектрометр/монохроматор.....	77
3.1 Расчет спектрометра	77
3.2 Практическая реализация сканирующего спектрометра	80
3.3 Основные результаты главы 3	85
Заключение	86
Список цитируемой литературы.....	89

Введение

Актуальность темы

Мягкий рентгеновский (МР) диапазон является крайне интересной областью спектра для изучения, так как в этом диапазоне лежит излучение многих источников, таких как лазерная плазма [1, 2], быстрые электрические разряды [3], излучение космических объектов [4]. Также использование МР диапазона позволяет добиться лучшего пространственного разрешения микроскопии, по сравнению с видимым и ультрафиолетовым диапазонами [5]. Кроме того, интересные линии излучения в солнечной короне лежат именно в МР диапазоне [6, 7]. Из практического применения излучения МР диапазона необходимо упомянуть рентгеновскую литографию [8, 5].

Однако МР диапазон до сих пор остается сложным для изучения [9]. Излучение в этом диапазоне (1 - 50 нм) быстро поглощается в воздухе, что ограничивает все исследуемые объекты в лаборатории вакуумной камерой. Также, большинство материалов в МР диапазоне спектра имеют высокий коэффициент поглощения и малый коэффициент отражения при нормальном падении. Однако данные трудности можно преодолеть, применяя, например, оптику скользящего падения, что, однако, ограничит угловые апертуры [10].

В 1882 г. Г.А. Роуланд задумал совместить диспергирующие свойства плоской дифракционной решетки (ДР) с фокусирующим действием вогнутого зеркала. Он нашел, что вогнутые решетки обладают замечательным свойством: если вогнутую решетку поместить касательно к окружности с радиусом, равным половине радиуса решетки, то спектр точечного источника, помещенного на эту окружность, будет фокусироваться на этой же окружности. Эта окружность получила название круга Роуланда, а такая конфигурация “источник–решетка” получила название схемы Роуланда и служит основой большинства вакуумных спектрографов [11, 9]. Переход к спектрографам со скользящим падением излучения на решетку, в значительной мере связанный с именем Б. Эдлена

[12, 13], позволил спектроскопистам освоить мягкий рентгеновский диапазон спектра. Долгое время усилия изготовителей решеток были направлены на поддержание максимальной эквидистантности штрихов, так как эквидистантность штрихов классических решеток ассоциировалась с высокой разрешающей способностью и высоким качеством решеток.

В 1893 г. М. Корню пришел к выводу, что равномерное изменение шага отражательной дифракционной решетки по ее апертуре приводит к изменению кривизны волнового фронта дифрагированных пучков и меняет положение спектрального фокуса [14]. Он обнаружил, что плоская решетка с требуемым систематическим изменением шага, используемая в коллимированном падающем пучке, будет фокусировать дифрагированный пучок. В 1970-1980-е годы к этим идеям обратились Ф.М. Герасимов и др., Т. Харада, М. Хеттрик, Дж. Андервуд, и другие. В работе 1970 г. Ф.М. Герасимова и др. [15] сообщалось об изготовлении решёток ($R = 1$ м, $p = 300$ и 600 мм⁻¹) с полным относительным изменением шага на уровне $\sim 10^{-2}$. Такое сравнительно небольшое изменение шага позволяет компенсировать астигматизм в схемах нормального падения. Между тем, для создания МР спектрометров с новыми свойствами требуются отражательные решетки, у которых пространственная частота штрихов меняется на апертуре на десятки процентов или даже вдвое и более раз.

В настоящее время решетки с шагом, монотонно изменяющимся на апертуре по заданному закону, получили название VLS-решеток (Varied Line-Space gratings), причем используются как плоские, так и вогнутые VLS-решетки. Задача по созданию VLS-решеток с существенной вариацией шага была решена методами механической гравировки, интерференционной литографии и электроннолучевой литографии. Так, Т. Харада разработал механический гравировальный станок, позволяющий нарезать плоские и вогнутые VLS-решетки [16]. В наши дни область применения VLS-решеток в оптике и спектроскопии далекой вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) и МР области спектра весьма широка. Они используются в спектроскопии и диагностике лабораторной плазмы

[17], астрофизике [18, 19, 20], микроскопии [21] и рефлектометрии с использованием синхротронного излучения [22] и др. Важная особенность спектрометров на основе VLS-решеток состоит в том, что спектр формируется на плоской поверхности, перпендикулярной (или слабо наклонной) по отношению к дифрагирующим пучкам. Это делает их совместимыми с современными твердотельными детекторами с электрическим считыванием изображения (в частности, с матричными приборами с зарядовой связью (ПЗС) типа backside-illuminated CCDs) и плоской чувствительной поверхностью. Некоторые схемы с VLS-решетками строят стигматические спектральные изображения [18] в МР диапазоне спектра. Создание и применение VLS-решеток стало частью ренессанса рентгеновской оптики [23].

В США (М. Хеттрик, Дж. Андервуд и др.) было разработано семейство приборов с плоскими VLS-решетками для различных применений: от спектроскопии плазмы со сверхвысоким разрешением [24] до стигматического спектрометра для регистрации внесолнечных объектов, излучающих в далекой ВУФ области [20]. При этом функция фокусировки дифрагированного излучения частично возлагается на плоскую VLS-решетку.

Задача построения спектральных изображений и, как частный случай, линейчатых спектров с пространственным разрешением в МР диапазоне возникает при исследовании лабораторной и астрофизической плазмы, а также при характеристике лабораторных источников МР излучения. В последние годы список традиционных объектов исследования (лазерная плазма, плазма быстрых электрических разрядов, быстрый разряд в капилляре и т.п.) пополнился рядом новых. Речь идет, в частности, о кластерной плазме [25], источнике высоких гармоник в релятивистской лазерной плазме под действием мультитераваттного фемтосекундного лазера [26] и генерации МР излучения при отражении излучения Ti:сапфирового лазера от релятивистской плазменной волны, возбуждаемой мультитераваттным лазером в импульсной струе гелия (релятивистское «летающее зеркало») [27], о так называемом "теплом плотном

веществе" (warm dense matter, WDM) создаваемом импульсом рентгеновского лазера на свободных электронах [28], при исследовании новых МР источников, таких как BISER (Burst Intensification by Singularity Emitting Radiation) [29]. Требования к пространственному разрешению часто бывают довольно высоки: в ряде экспериментов требуется пространственное разрешение на уровне ~ 10 и даже ~ 1 мкм.

Задачу получения спектров с однокоординатным пространственным разрешением и построения спектральных изображений решает изображающий (стигматический) дифракционный спектрометр. Существует несколько вариантов такого спектрометра. Во-первых, это комбинация фокусирующего многослойного зеркала (МЗ) нормального падения в сочетании со свободновисящей пропускающей дифракционной решеткой [30, 31]. При высоком пространственным разрешении, к недостаткам этой схемы относится сравнительно невысокая предельная разрешающая способность ($\lambda / \delta\lambda \sim 200 - 300$), обусловленная использованием пропускающей решетки. Кроме того, спектральное изображение модифицируется поддерживающей структурой решетки, будь то регулярная или квазислучайная структура. Еще одна возможность заключается в использовании вогнутой многослойной отражающей дифракционной решетки, используемой при почти нормальном падении излучения и обладающей умеренным астигматизмом [32]. С ее помощью можно получить высокое спектральное разрешение, но не высокое пространственное разрешение. Исключение составляет установка сферической решетки в схеме Водсворта, дающая высокое угловое разрешение на фиксированной длине волны и неоднократно использовавшаяся в солнечной астрономии [33].

М. Хеттрик и С. Бойер предложили использовать VLS-решетку в сходящемся гомоцентрическом пучке, имея в виду построение спектральных изображений астрономических источников излучения в далекой ВУФ области спектра ($\lambda \sim 100 - 1000 \text{ \AA}$) с борта ИСЗ Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE) [12, 23] (обсерватории NASA). Основной целью миссии было нахождение и

идентификация внесолнечных источников в далекой ВУФ области спектра. Гомоцентрический пучок, формирующий изображение удаленного источника, создавался телескопом скользящего падения. Телескоп с фокусным расстоянием 136 см был создан по схеме Уолтера–Шварцшильда (тип 2) и образован двумя фигурами вращения с золотым покрытием [13]. Половина его кольцевой апертуры приходилась на детектор глубокого обзора, а другая половина перехватывалась тремя VLS-решетками (по 1/6 апертуры каждая), рассчитанными на три спектральных поддиапазона шириной около октавы каждый. Таким образом, спектральные изображения внесолнечных источников строились в трех каналах (А, В, С). Детекторы помещались в фокальной плоскости телескопа. Разрешающая способность составляла около 300.

В последние годы получили распространение приборы с плоской VLS-решеткой для исследований в области резонансного упругого рентгеновского рассеяния (RIXS) с использованием синхротронного излучения [34, 35]. Изображающий спектрограф, описанный в [35], имеет 10-кратное увеличение в направлении дисперсии (горизонтальном, или спектральном) и примерно 5-кратное в вертикальном (пространственном).

Вышеописанные приборы с плоской VLS-решеткой делятся на два типа: широкополосные спектрометры с неподвижными элементами и узкополосые сканирующие спектрометры (или, опционально, монохроматоры) с постоянным фокусным расстоянием в широком спектральном диапазоне. Численная трассировка лучей показывает, что фокусное расстояние сканирующего спектрометра/монохроматора практически не меняется в диапазоне нескольких октав по длинам волн (например 40 – 320 Å [36]). В этом случае, размер изображения точечного источника, рассчитанный методом численной трассировки лучей, не превышает дифракционного размера. Таким образом, теоретическая разрешающая способность определяется числом штрихов дифракционной решетки, а практически может быть ограничена размером ячейки детектора.

Т. Харада и Т. Кита [37] и Т. Кита с коллективом авторов [38] представили спектрометр на основе вогнутой VLS-решетки скользящего падения с плоским участком фокальной кривой в диапазоне длин волн 50-200 Å, в котором излучение падает под небольшим углом ($7^\circ - 13^\circ$) к нормали детектора. Эти спектрографы стали коммерчески доступны и получили название спектрографов Харады. Позднее была разработана целая линейка VLS-спектрометров с плоским полем для различных конфигураций. Например, в статье [17] докладывается о спектрографе с плоским полем с вогнутой VLS-решеткой с радиусом кривизны 44.3 м для получения спектра в диапазоне 10 – 50 Å многозарядных ионов в электронно-пучковой ионной ловушке (electron-beam ion trap: EBIT).

Спектрограф харадовского типа с плоским полем является астигматическим. Для получения пространственного разрешения приходится добавлять дополнительные элементы, такие как щель, параллельная плоскости дисперсии [39], или вспомогательные фокусирующие элементы, которые и дают изображающие свойства в скрещенном, вертикальном направлении, которые значительно ограничивают приемный угол.

Для получения спектра плазмы с пространственным разрешением, П. Фан в [40] использовал комбинацию спектрографа Харады с двумя зеркалами скользящего падения. Одно зеркало было цилиндрическим, фокусирующем плазму только в одном направлении на входную щель для освещения решетки. Второе скрещенное сферическое зеркало фокусировало источник в перпендикулярном направлении. Приёмный угол составлял $\sim 10^{-5}$ стерадиан. Плазма генерировалась при фокусировке 800 пс лазерного импульса с энергией 40 Дж на кремниевую или медную пластинку. Спектр плазмы записывался на рентгеновскую фотопленку за одну лазерную вспышку.

Д. Нили в [41] спроектировал бесщелевой трехканальный спектрограф с плоским полем на основе VLS-решетки на диапазон 5 – 90 нм предназначенный для записи спектра точечного источника высоких лазерных гармоник с пространственным разрешением. Дифракционная решётка Харадовского типа

строит спектральные изображения источника, которые сфокусированы только в одном направлении, а три эллиптических зеркала скользящего падения фокусируют источник в перпендикулярном направлении. Получившийся прибор являлся стигматическим (изображающим) спектрометром с плоским полем. Измеренное пространственное разрешение составило ~ 0.1 мм, а спектральное разрешение составило $\sim 1 \text{ \AA}$ на длине волны $350 \text{ \AA}$.

В статье [42] сообщается о стигматической спектрометрической системе для исследования лазерной плазмы в диапазоне длин волн $25 - 400 \text{ \AA}$. Тороидальное зеркало скользящего падения фокусирует источник излучения на входную щель спектрографа с плоским полем, на основе VLS-решетки с плотностью штрихов в середине 1800 линий/мм (для диапазона длин волн $25 - 200 \text{ \AA}$) и 1200 линий/мм (для $100 - 400 \text{ \AA}$). Сферическое зеркало скользящего падения, установленное в скрещенном, по отношению к решетке направлении, компенсирует астигматизм. В результате область источника ± 1 мм вдоль направления входной щели может быть проанализирована.

Л. Полетто в статье [43] предложил спектрометр/монохроматор для изучения гармоник высоких порядков лазерного излучения. Спектрометр перекрывает область $50 - 750 \text{ \AA}$ с помощью одной плоской VLS-решетки скользящего падения с плотностью штрихов 600 линий/мм. Решётка освещается пучком, отражённым тороидальным зеркалом скользящего падения, которое стигматически отображает входную щель за решетку. Схема стигматична на одной длине волны и крайне похожа на схему Хеттрика и Бойера [19] с тем отличием, что сходящийся гомоцентрический пучок создается с помощью тороидального зеркала, а не телескопа.

Л. Полетто и Г. Тонделло [44] спроектировали изображающий спектрограф для солнечной спектроскопии которая включает спектрограф с плоским полем на основе сферической VLS-решетки и трёхкомпонентный телескоп, фокусирующий в двух ортогональных направлениях. Эта концепция была реализована Ф. Фрассетто [45]. Этот инструмент комбинирует спектрограф Харады с плоским

полем, одномерное параболическое зеркало скользящего падения, которое фокусирует источник в одном направлении на входную щель спектрографа и одномерный двухкомпонентный телескоп скользящего падения типа Вольтера-Шварцшильда, который фокусирует источник на поверхность детектора в перпендикулярном направлении. Поле зрения достаточно для изображения всего солнечного диска.

Как было сказано ранее, к настоящему времени многослойная рентгеновская оптика нормального падения прочно вошла в эксперименты по регистрации МР излучения и диагностике лабораторной и астрофизической плазмы [23, 46, 47, 30]. Использование МЗ нормального падения позволяет строить стигматические изображения высокого качества при относительно большом приемном угле. В последнее время, получают широкое распространение аperiодические многослойные зеркала (АМЗ) нормального падения [48, 30, 49]. В частности, использование АМЗ нормального падения, оптимизированного на равномерное отражение в широком спектральном диапазоне, перспективно для применения в стигматических спектральных приборах.

Например, в приборе [50], используется вогнутое Mo/Si АМЗ нормального падения, оптимизированное на равномерное отражение в области $125 - 250 \text{ \AA}$ [51] для фокусировки излучения, а свободновисящая пропускающая периодическая дифракционная решетка используется для разложения излучения в спектр. Полученный стигматический спектрометр обладает умеренной разрешающей способностью $\lambda/\delta\lambda \sim 300$.

Работ по совместному применению VLS-решеток и АМЗ нормального падения в мягком рентгеновском диапазоне ранее не проводилось. Одной из целей этой работы является создание МР-спектрометра, который бы совмещал преимущества АМЗ зеркал и VLS-решеток.

Как следует из вышесказанного, в последние годы большинство спектрометрических исследований в МР области спектра происходит с

использованием VLS-решеток. Однако после работ Герасимова [15] по созданию VLS-решеток для видимой области спектра в 70-х годах прошлого века, отечественные работы по созданию и использованию VLS-решеток скользящего падения для МР-области спектра не проводились. Поэтому, наряду с созданием МР-спектрометров с плоской VLS-решеткой, одной из целей настоящей работы было создание отечественных VLS-решеток для МР области спектра.

Цели и задачи

Настоящая работа посвящена разработке новых рентгенооптических элементов (плоских VLS-решеток) и спектральных приборов на их основе для мягкого рентгеновского диапазона спектра (50 – 300 Å) для проведения с их помощью спектральных исследований лабораторной плазмы.

Основными задачами работы являлись:

1. Разработка методов расчета спектрометров МР-диапазона на основе плоских дифракционных решеток с переменной частотой штрихов (плоских VLS-решеток).
2. Анализ поведения фокальных поверхностей рентгенооптической схемы при изменении параметров VLS-решетки. Анализ возможности компенсации астигматизма, меридиональной комы и сферической аберрации при помощи VLS-решетки.
3. Создание первых отечественных VLS-решеток для МР диапазона.
4. Разработка стигматического спектрометра на основе плоской отражательной VLS-решетки скользящего падения и фокусирующего широкополосного (125 – 300 Å) (апериодического) многослойного зеркала нормального падения для достижения одновременно и высокого пространственного, и высокого спектрального разрешения во всем рабочем спектральном диапазоне при высокой светосиле прибора.
5. Разработка сканирующего спектрометра/монохроматора высокого разрешения с неизменным углом отклонения и постоянным фокусным

расстоянием (класса Хеттрика-Андервуда) на основе плоской отражательной VLS-решетки скользящего падения и фокусирующего зеркала скользящего падения.

6. Демонстрация возможностей созданных спектрометров для диагностики лабораторной плазмы; измерение электронной плотности в разлетающейся лазерной плазме по штарковскому уширению спектральных линий.

Научная новизна

В работе впервые получены следующие результаты:

1. Показана возможность выполнить условие строгой компенсации астигматизма на двух длинах волн в мягком рентгеновском диапазоне при дифракции слабоастигматического (квазигомоцентрического) пучка на плоской VLS-решетке.

2. Впервые рассчитан, создан и испытан оригинальный изображающий спектрометр на область 125 – 250 Å на основе фокусирующего сферического многослойного Mo/Si зеркала нормального падения, оптимизированного на равномерное отражение в области 125 – 250 Å, и плоской отражательной VLS-решетки скользящего падения. Спектрометр испытан при регистрации линейчатых спектров многозарядных ионов в лазерной плазме с пространственным разрешением. Продемонстрирован практический стигматизм прибора во всем широком спектральном диапазоне при высокой светосиле прибора ($(D/f)^2 \approx 3 \cdot 10^{-4}$) и спектральной разрешающей способности ~ 1000 .

3. Рассчитан, создан и испытан первый отечественный сканирующий спектрометр/монохроматор класса Хеттрика–Андервуда, который может использоваться либо как монохроматор, либо как сканирующий спектрометр с плоским полем, у которого при фиксированном угле поворота решетки ширина рабочего спектрального диапазона составляет несколько десятков ангстрем.

4. Проведены аналитические расчеты VLS-решеток для использования в оригинальных схемах спектральных приборов, на основе которых в ЦКП-МФТИ (Долгопрудный) и в НПО ГИПО (Казань) были созданы первые отечественные плоские VLS-решетки для исследований в МР диапазона спектра. При регистрации линейчатых спектров многозарядных ионов экспериментально показано, что в схеме стигматического спектрометра VLS-решётка, изготовленная методом электронной литографии (ЦКП-МФТИ), обеспечивает разрешающую способность ~ 500 , тогда как VLS-решётки, изготовленные методом интерференционной литографии (НПО ГИПО), обеспечивают разрешающую способность ~ 1000 , причем в последнем случае спектральное разрешение спектрометра определяется размером ячейки ПЗС-детектора (13 мкм).

Теоретическая и практическая значимость работы

Разработан новый подход к построению стигматических спектральных изображений высокого разрешения в МР диапазоне на основе совместного использования фокусирующей многослойной рентгеновской оптики нормального падения и плоской аперiodической дифракционной решетки скользящего падения.

Развиты методы расчета, оптимизации и конструирования VLS-спектрометров различных типов с плоской VLS-решеткой, включая аналитические расчеты и построение спектральных изображений методом численной трассировки лучей. Накопленный опыт позволяет разрабатывать специализированные VLS-спектрометры, учитывающие специфику научной задачи и источника МР-излучения.

Работа привела к созданию первых отечественных VLS-решеток для МР диапазона спектра. Решетки изготовлены методом электронной литографии (ЦКП-МФТИ, Долгопрудный) и методом интерференционной литографии (ГИПО, Казань). Положено начало развитию отечественной технологии изготовления VLS-решеток для МР диапазона спектра.

Рассчитана и реализована оригинальная схема стигматического спектрометра высокого разрешения на основе фокусирующего широкополосного (125 – 250 Å) (апериодического) многослойного зеркала нормального падения и плоской VLS-решетки скользящего падения. Прибор обладает высокой спектральной разрешающей способностью (~1000) и высоким пространственным разрешением (26 мкм), а также высокой светосилой.

Создан и испытан первый отечественный сканирующий спектрометр/монохроматор высокого разрешения класса Хеттрика–Андервуда с постоянным углом отклонения. Данный прибор подходит для целей метрологии/рефлектрометрии и прекрасно совместим с современными ПЗС-детекторами.

Созданные спектрометры применимы для диагностики плазмы многозарядных ионов с пространственным разрешением.

Накоплен опыт создания действующих образцов VLS-спектрометров для МР диапазона.

Методы исследования

Работа проведена с использованием следующего экспериментального оборудования. Эксперименты проводились в вакуумной камере ИКАР длиной 3.8 м и диаметром 0.9 м [52], оснащенной системой откачки с остаточным давлением менее $5 \cdot 10^{-5}$ Торр. Первая стадия откачки обеспечивается форвакуумным агрегатом АВР-150 до давления ~70 мТорр. Вторая стадия откачки обеспечивается безмасляным турбомолекулярным насосом Turbo-V 3К-Т фирмы VARIAN, работающим в связке со спиральным безмасляным насосом ISP-500 (ANEST–IWATA). Для получения лазерной плазмы использовался импульсный наносекундный лазер Nd:YAG фирмы Quantel YG980 с длительностью импульса 9 нс, энергией в импульсе 0.5 Дж и частотой следования импульсов 10 Гц, с возможностью работы в режиме одиночного импульса.

Спектры регистрировались при помощи двух детекторов на основе ПЗС-матрицы с обратной засветкой (backside-illuminated):

1. ПЗС матрица фирмы e2v (Великобритания), имеющая 2048 x 1024 квадратных ячеек с размером 13 мкм. Длина матрицы 26.6 мм.

2. ПЗС-детектор (2048 x 512 ячеек) Greateyes (Германия). Размер квадратных ячеек: 13.5 мкм. Длина матрицы 27.6 мм.

Для точного позиционирования в вакууме оптических элементов и ПЗС матриц использовались моторизированные позиционеры фирмы Standa в вакуумном исполнении с компьютерным управлением.

Для расчетов спектральных изображений методом трассировки лучей использовалось программное обеспечение: программа XOP (X-ray Oriented Programs) версии 2.3 с расширением SHADOWVUI (находится на сайте ESRF в свободном доступе [53]), а также программы собственной разработки.

Личный вклад автора

Автор участвовал лично во всех описываемых экспериментах, в том числе в планировании, сборке и юстировке оптических схем, работе с вакуумной камерой и лазером, а также регистрации экспериментальных спектров, их анализе и интерпретации. Все расчеты схем спектрометров, параметров VLS-решеток и трассировки лучей, описанные в диссертации, проведены автором лично.

Автору принадлежит идея использовать слабоастигматический пучок, падающий на VLS-решетку для строгой компенсации астигматизма дифрагированного пучка на двух длинах волн.

Положения, выносимые на защиту

1. Схема стигматического спектрометра для мягкого рентгеновского диапазона на основе фокусирующего аperiодического многослойного зеркала нормального падения и плоской VLS-решётки скользящего падения позволяет

строого скомпенсировать астигматизм на двух длинах волн и обеспечить высокое качество спектральных изображений в широком спектральном диапазоне (более октавы длин волн).

2. Рассчитанный и реализованный спектрометр на основе фокусирующего аperiодического многослойного зеркала и плоской VLS-решётки обладает высокой спектральной разрешающей способностью 1000 при одновременном высоком пространственном разрешении 26 мкм и высоким приемным углом $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ ср, продемонстрированными при регистрации линейчатых спектров лазерной плазмы в диапазоне 125 – 250 Å.

3. Проведена диагностика лазерной плазмы с пространственным разрешением ~ 26 мкм с помощью созданного стигматического спектрометра на основе плоской VLS-решетки. Измеренная электронная плотность в лазерной плазме $[\text{CH}_2]_n$ по штарковскому уширению линии H_β (135 Å) водородоподобного иона C VI составила $(4.5 - 0.5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от расстояния до мишени (13 – 500 мкм).

4. Рассчитанный и реализованный первый отечественный сканирующий спектрометр/монокроматор класса Хеттрика-Андервуда на основе плоской отражательной VLS-решетки скользящего падения и фокусирующего зеркала скользящего падения обладает высоким спектральным разрешением в области длин волн 50 – 330 Å. Продemonстрированная спектральная разрешающая способность на длине волны 182 Å составляет ~ 1300 .

Степень достоверности

Достоверность аналитических расчетов построением спектральных изображений методом численной трассировки лучей с использованием различных программ. Кроме того, полученные экспериментальные результаты подтверждают правильность расчетов и проектирования приборов.

Апробация результатов

Результаты данной работы неоднократно докладывались и обсуждались на научных семинарах ФИАН, а также на 15 всероссийских и международных конференциях:

- A1. Вишняков Е. А., Лугинин М. С., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. Концепция стигматического спектрометра на область длин волн 10–30 нм. //Москва-Долгопрудный-Жуковский: Труды 55-й научной конференции МФТИ – 19-25 ноября 2012 г. – Т. ФОПФ – С. 68-69
- A2. Вишняков Е. А., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. Концепция стигматического спектрометра высокого разрешения на область длин волн 11–30 нм. //Нижний Новгород: Труды XVII Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» – 11-15 марта 2013 г. – Т. 1 – С. 308-309.
- A3. Шатохин А. Н., Вишняков Е. А., Рагозин Е. Н. Концепция стигматического спектрометра высокого разрешения. //Москва,ФИАН: V Всероссийская молодёжная конференция «Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики» – 10-15 ноября 2013 г. – С. 146-147.
- A4. Вишняков Е. А., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. Расчёт стигматического спектрометра высокого разрешения для мягкого рентгеновского диапазона. //Москва-Долгопрудный-Жуковский: Труды Всероссийской научной конференции «56-я научная конференция МФТИ» – 25-30 ноября 2013 г.– Т. 2 – С. 71-72.

- A5. Shatohin A. N. Conception of a hight-resolution stigmatic spectrometr for the 11-30 nm range //Moscow: The first international workshop MIPT (Moscow, Russia) – UEC (Tokyo, Japan): atomic, molecular and optical physics. – 30 October – 1 November 2013 г.
- A6. Вишняков Е. А., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. Использование VLS решётки для создания стигматического спектрометра высокого разрешения на область длин волн 11–30 нм //г. Черноголовка: «РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА — 2014» – 6-9 октября 2014 г.
- A7. Vishnyakov E. A., Ragozin E. N., Shatokhin A. N. Broadband high-resolution stigmatic soft-X-ray spectrometers //Tokyo: The second international workshop MIPT (Moscow, Russia) – UEC (Tokyo, Japan): atomic, molecular and optical physics., – 14 October – 22 October 2014.
- A8. Вишняков Е. А., Колесников А. О., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. VLS-решётки в спектроскопии и метрологии мягкого рентгеновского диапазона //г. Нижний Новгород: Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» – 10-14 марта 2015 г.– Т. 1 – С. 366-367.
- A9. Vishnyakov E. A., Ragozin E. N., Shatokhin A. N. VLS-grating manufacturing. //Moscow: The third international workshop MIPT (Moscow, Russia) – UEC (Tokyo, Japan): Atomic, molecular and optical physics –20-23 October 2015.
- A10. Вишняков Е. А., Колесников А. О., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. Спектрометры на основе VLS-решёток и их реализация. //Нижний Новгород: Труды XX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» – 14-18 марта 2016 г.– Т. 1 – С. 368-369.
- A11. Kolesnikov A. O., Shatokhin A. N., Vishnyakov E. A., Ragozin E. N. Broadband high-resolution imaging spectrometers for the soft X-ray range. //Nara, Japan: 15th International Conference on X-Ray Lasers – 22-27 May 2016 – Т. 16 – С. 74.

- A12. Рагозин Е. Н., Вишняков Е. А., Колесников А. О., Шатохин А. Н. Спектральные приборы для мягкой рентгеновской области спектра, использующие отражательные решётки с неэквидистантными штрихами (VLS-решётки) и многослойные рентгеновские зеркала. //Москва: Научно-практическая конференция «Научное приборостроение – современное состояние и перспективы развития» – 15-16 ноября 2016 г. – С. 94-96.
- A13. Вишняков Е. А., Колесников А. О., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. Стигматический спектрометр высокого разрешения для диапазона 120 – 250 Å на основе многослойного зеркала и плоской VLS-решётки. //Нижний Новгород: Труды XXI Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» – 13-16 марта 2017 г. – Т. 1 – С. 377 – 378.
- A14. Вишняков Е. А., Колесников А. О., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. Широкополосные VLS-спектрометры высокого разрешения. //Нижний Новгород: Труды XXII Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» – 12-15 марта 2018 г. – Т. 1 – С. 422-423.
- A15. Шатохин А.Н., Вишняков Е.А., Колесников А.О., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. Аперидические элементы в оптике мягкого рентгеновского диапазона. //Нижний Новгород: Труды XXIII Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» – 11-14 марта 2019 г. – Т. 1 – С. 533-534.

По результатам работы опубликовано 7 публикаций в рецензируемых научных изданиях, входящих в базу данных Web of Science:

- Б1. Вишняков Е. А., Шатохин А. Н., Рагозин Е. Н. Концепция широкополосных стигматических спектрометров высокого разрешения для мягкой рентгеновской области спектра //Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №. 4. – С. 371-376.
- Б2. Вишняков Е. А. , Колесников А. О. , Кузин А. А. , Негров Д. В. , Рагозин Е. Н. , Сасоров П. В. , Шатохин А. Н. Изображающий дифракционный VLS-

- спектрометр для области длин волн $\lambda > 120 \text{ \AA}$ //Квантовая электроника. – 2017. – Т. 47. – №. 1. – С. 54-57.
- Б3. Ragozin E. N., Belokopytov A. A., Kolesnikov A. O., Muslimov E. R., Shatokhin A.N., Vishnyakov E. A. Flat-field VLS spectrometers for laboratory applications // Proceedings of SPIE, 2017. – Т. 10235. – С. 102350L.
- Б4. Kolesnikov A. O., Kuzin A. A., Negrov D. V., Ragozin E. N., Sasorov P. V., Shatokhin A. N., Vishnyakov E. A. Broadband High-Resolution Imaging Spectrometers for the Soft X-Ray Range// Springer Proceedings in Physics, 2018. – Т. 202. – С.389–393
- Б5. Shatokhin A. N., Kolesnikov A. O., Sasorov P. V., Vishnyakov E. A., Ragozin E.N. High-resolution stigmatic spectrograph for a wavelength range of 12.5–30 nm //Optics express. – 2018. – Т. 26. – №. 15. – С. 19009-19019.
- Б6. Вишняков Е. А., Колесников А. О., Пирожков А. С., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. Аперiodические отражательные дифракционные решетки для мягкого рентгеновского излучения и их применение //Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48. – №. 10. – С. 916-929.
- Б7. Шатохин А. Н., Вишняков Е. А., Колесников А. О., Рагозин Е. Н. Сканирующий спектрометр/монокроматор на область длин волн 50–330 $\text{\AA}$ //Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49. – №. 8. – С. 779-783.

Результаты работы опубликованы в монографии:

- В1. Рагозин. Е. Н., Вишняков Е. А., Колесников А. О., Пирожков А. С., Шатохин А. Н. Аперiodические элементы в оптике мягкого рентгеновского диапазона.//Москва: ФИЗМАТЛИТ – 2018. Глава 8 «Приборы на основе плоской VLS-решетки», С. 94-112.

Работа победила в конкурсе и получила поддержку программы «УМНИК-МФТИ-весна 2013» автор Шатохин А.Н. Название: «Стигматический спектрометр

с дифракционной решеткой с неэквидистантными штрихами для мягкого рентгеновского диапазона спектра»

Работа была выполнена при поддержке грантов:

1. Программа ОФН РАН «фундаментальная оптическая спектроскопия и её приложения». Участие в 2013 – 2014 гг.
2. Проекты РНФ №14-12-00506, 2014-2016 гг. и №14-12-00506-п, 2017-2018 гг.

Глава 1. Свойства плоских VLS-решеток, их расчет и изготовление

1.1 Техника расчета плоских VLS-решеток

Свойства апероидической дифракционной решетки, шаг которой монотонно меняется по заданному закону, или так называемой Varied Line-Space grating (VLS-решетки), определяется пространственной частотой штрихов в зависимости от координаты $p(w)$.

Для расчета геометрических характеристик (таких как положение фокуса и аберрации) дифрагированного излучения от VLS-решетки можно применить несколько подходов. Первый подход – описание свойств исходя из принципа Ферма. Этот подход был применен Т. Намиокой для расчета классических (периодических) решеток [54] и Т. Харадой для VLS-решеток [37], с применением разложения вариации оптической длины пути в ряд Тейлора по координате. Этот подход позволяет получить первые коэффициенты разложения $p(w)$ в ряд Тейлора. Второй, оригинальный, подход решает задачу нахождения местной частоты штрихов, т.е. требуемую зависимость частоты штрихов от координаты для получения заданных геометрических характеристик дифрагированного излучения (расстояние до фокуса и отсутствие аберраций). При этом зависимость $p(w)$, при втором подходе, получается аналитической.

1.1.1 Свойства VLS-решеток, исходя из принципа Ферма

Прежде чем перейти к описанию VLS-решеток, напомним основные свойства классических решеток. Фокусирующие свойства и аберрации классической плоской дифракционной решетки (ДР) могут быть установлены в рамках геометрической оптики, что требует вычисления функции оптической длины пути.

Рассмотрим классическую плоскую дифракционную решетку, с центром в т. О (Рисунок 1.1), которая освещается точечным источником в т. А. Пусть точка В – спектральное изображение точки А. Введем систему координат, с началом в точке

O , осью Ox перпендикулярно поверхности решетки, направленная от решетки, осью Oy , вдоль поверхности решетки, перпендикулярно её штрихам, осью Oz , вдоль поверхности решетки, вдоль штрихов решетки. Пусть точка A имеет координаты (x, y, z) , точка B координаты (x', y', z') . Главной плоскостью называется плоскость Oxy , проходящая через центр решетки и перпендикулярная поверхности решетки и её штрихам. Пусть точки A' и B' – проекции т. A и B на главную плоскость. Обозначим расстояние $A'O$ как r , расстояние $B'O$ как r' . Угол $A'Ox$ α называется углом падения, угол $B'Ox$ β – углом дифракции. Угол $A'OA$ обозначим θ , угол $B'OB$ – θ' . Пусть точка $P(u, w, l)$ – произвольная точка на штрихе решетки.

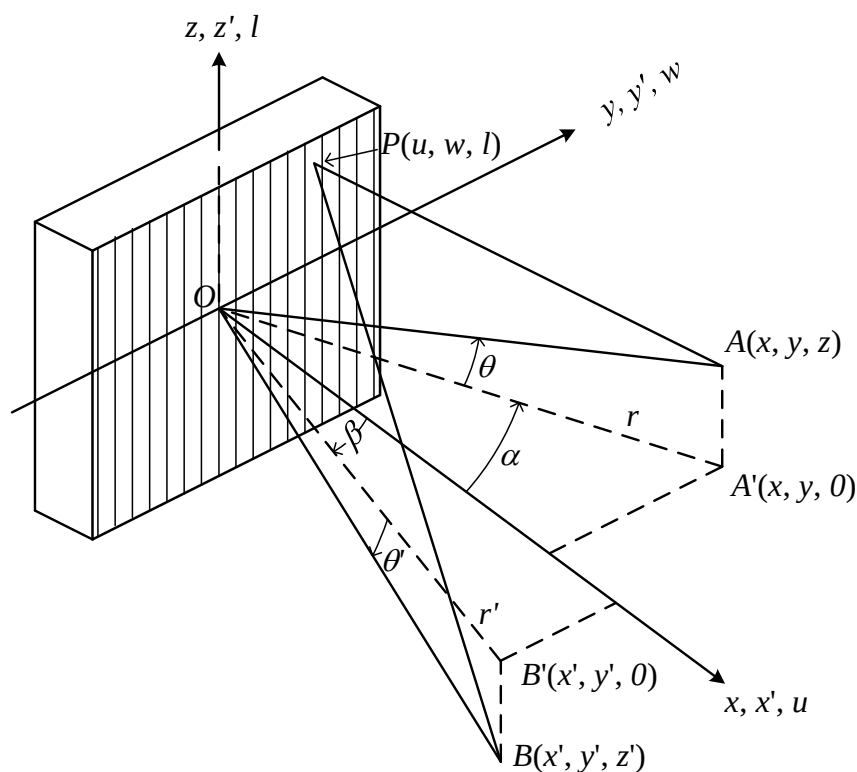


Рисунок 1.1. Классическая плоская дифракционная решетка. O – центр ДР, r и r' – проекции отрезков AO и BO на главную плоскость XOY , угол α называется углом падения, угол β – углом дифракции. Штрихи классической решетки эквидистантны, считая по оси y .

Когда источник находится вблизи главной плоскости решетки ($\theta \ll 1$, Рисунок 1.1), применим и достаточен подход, изложенный Т. Намиокой [54], которому мы будем следовать при рассмотрении классической ДР.

Фокусирующие свойства и aberrации ДР могут быть установлены с помощью принципа Ферма, что требует вычисления функции оптической длины пути. Поскольку P – точка на штрихе решетки, то переменная w принимает лишь дискретные значения, так что отношение w/d принимает ряд целых значений, где $d = p^{-1}$ – постоянная ДР (период), p – пространственная частота штрихов. Здесь для простоты мы игнорируем форму штрихов ДР, полагая их линиями нулевой ширины. Реальная форма штриха была бы существенна при нахождении распределения интенсивности в спектре.

В идеальном случае разность путей для двух лучей, отраженных от соседних штрихов, составляет целое число длин волн. Взаимное усиление лучей (идеальный фокус), отраженных от штрихов, расположенных на расстоянии w друг от друга, происходит в том случае, если разность путей для этих лучей в точности равна $m\lambda w/d$, где число $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ называется порядком спектра (или порядком дифракции). При этом выражение для длины пути APB должно иметь вид

$$F = AP + PB + mw\lambda/d, \text{ где} \quad (1.1)$$

$$(AP)^2 = (x-u)^2 + (y-w)^2 + (z-l)^2 \text{ и} \quad (1.2)$$

$$(BP)^2 = (x'-u)^2 + (y'-w)^2 + (z'-l)^2. \quad (1.3)$$

Проекции отрезков AO и BO на главную плоскость образуют с осью OX углы α и β . Углы α и β считаются одного знака, если расположены по одну сторону от OX . Вводятся цилиндрические координаты $x = r \cos \alpha$, $y = r \sin \alpha$, $x' = r' \cos \beta$, $y' = r' \sin \beta$. Тогда

$$\langle AP \rangle^2 = r^2 + z^2 + (u^2 + w^2 + l^2) - 2ur \cos \alpha - 2wr \sin \alpha - 2zl, \quad (1.4)$$

$$\langle PB \rangle^2 = r'^2 + z'^2 + (u^2 + w^2 + l^2) - 2ur' \cos \beta - 2wr' \sin \beta - 2z'l. \quad (1.5)$$

Все точки P на штрихах решетки лежат на плоскости, так что

$$u=0. \quad (1.6)$$

Точка B есть спектральное изображение точки A . Согласно принципу Ферма, точка B расположена таким образом, что F является экстремальной относительно небольших смещений P , а именно

$$\partial F / \partial w = 0 \text{ и} \quad (1.7)$$

$$\partial F / \partial l = 0. \quad (1.8)$$

Если бы условиям (1.7) и (1.8) можно было удовлетворить одновременно для любой пары w и l , то точка B была бы точкой идеального фокуса. Однако, ДР не дает идеального изображения. Точка пересечения луча, дифрагирующего в точке $P(u, w, l)$, с фокальной плоскостью, вообще говоря, зависит от координат точки P и несколько отклоняется от центрального луча OB . Минимизация $\partial F / \partial w$ и $\partial F / \partial l$ и их зависимости от w и l последовательно дает направление дифракции центрального луча AOB и положение параксиальных фокусов. Используя разложение выражений для (1.7) и (1.8) из работы Т. Намиоки [54], имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial w} = 0 = & \left[\frac{m\lambda}{d} - \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \sin \alpha - \left(1 + \frac{z'^2}{r'^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \sin \beta \right] + \\ & + w \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} + \frac{\cos^2 \beta}{r'} \right) + \dots \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial l} = 0 = & - \left[\frac{z}{r} \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + \frac{z'}{r'} \left(1 + \frac{z'^2}{r'^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \right] + l \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) - \\ & - \frac{l}{2} \left[\frac{z^2}{r^2} \left(\frac{3}{r} \right) + \frac{z'^2}{r'^2} \left(\frac{3}{r'} \right) \right] \dots \end{aligned} \quad (1.10)$$

В (1.9) мы отбросили члены разложения, содержащие ненулевые степени l и степени w выше первой, а в (1.10) – члены разложения, содержащие ненулевые степени w и степени l выше первой.

При стремлении w и l к нулю aberrации, обусловленные конечным размером заштрихованной поверхности ДР, стремятся к нулю, так что для центрального луча AOB можно положить

$$\frac{m\lambda}{d} - \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \sin \alpha - \left(1 + \frac{z'^2}{r'^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \sin \beta = 0, \quad (1.11)$$

$$\frac{z}{r} \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + \frac{z'}{r'} \left(1 + \frac{z'^2}{r'^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = 0. \quad (1.12)$$

Уравнение (1.12) имеет решение

$$\frac{z}{r} = -\frac{z'}{r'}, \quad (1.13)$$

так что уравнения для центрального луча можно переписать так:

$$\left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-\frac{1}{2}} (\sin \alpha + \sin \beta) = \frac{m\lambda}{d}, \quad (1.14)$$

$$\frac{z}{r} = -\frac{z'}{r'}, \text{ или } \theta = -\theta_0'. \quad (1.15)$$

Поскольку множитель $\left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ есть $\cos \theta$, то уравнения (1.14) и (1.15),

определяющие направление дифракции центрального луча, принимают вид

$$\cos \theta (\sin \alpha + \sin \beta_0) = \frac{m\lambda}{d}, \quad (1.16)$$

$$\theta = -\theta_0' \quad (1.17)$$

Уравнение (1.16) называется уравнением ДР. Порядки спектра, расположенные между нулевым ($m = 0$) порядком и касательной к ДР, называются внешними. Порядки спектра, лежащие по другую сторону от нулевого порядка, называются внутренними (Рисунок 1.2). Нижний индекс призван подчеркнуть, что уравнение ДР дает, строго говоря, направление дифракции лишь центрального луча пучка, падающего на решетку.

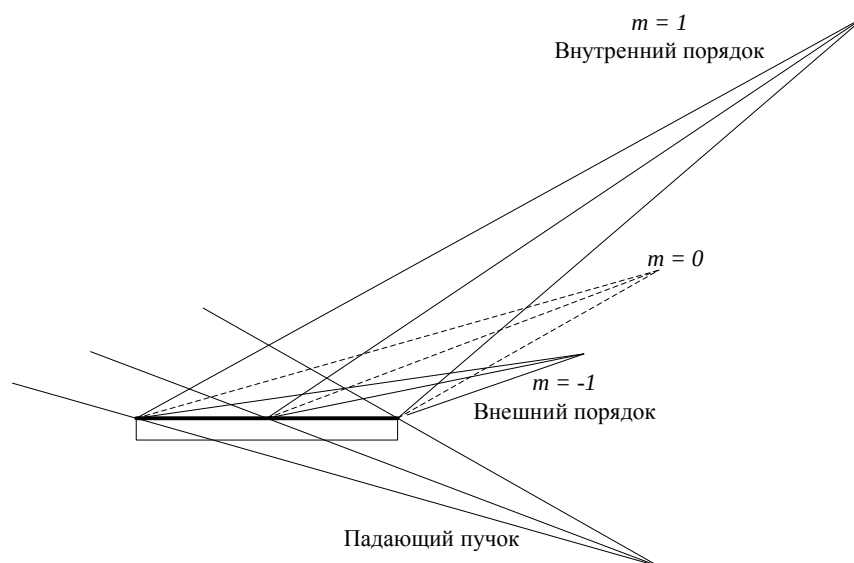


Рисунок 1.2. Обозначение внешних и внутренних порядков дифракции

Итак, мы привели уравнение решетки и геометрическое соотношение, указывающее направление на спектральное изображение (направление для центрального луча). Теперь минимизируем $\partial F / \partial w$ в следующем порядке малости по w , приравняв к нулю коэффициент разложения первой степени по w :

$$\frac{\cos^2 \alpha}{r} + \frac{\cos^2 \beta}{r'_h} = 0. \quad (1.18)$$

Этим уравнением описывается положение горизонтального (спектрального) фокуса для параксиальных лучей вокруг АОВ. Положение вертикального фокуса описывается уравнением

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r'_v} = 0, \quad (1.19)$$

которое получается, если приравнять к нулю следующий (линейный по l) член в $\partial F / \partial l$.

Любому положению источника соответствует действительное или мнимое положение горизонтального и вертикального фокуса, зависящее от угла β . В свою очередь, β находится из уравнения ДР как функция $m\lambda / d$. Вертикальный фокус почти всегда не совпадает с горизонтальным (астигматизм ДР).

Обратимся теперь к апериодической ДР, шаг которой монотонно меняется по заданному закону, или к так называемой Varied Line-Space grating (VLS-решетке). Если линии (штрихи) классической ДР являются набором параллельных прямых, отстоящих друг от друга на шаг решетки d и, то линии VLS-решетки, которую мы будем здесь обсуждать, являются набором параллельных прямых, отстоящих друг от друга на расстояние $d(w) = p(w)^{-1}$, монотонно меняющееся на апертуре по заданному закону. Член функции оптической длины пути, зависящий от шага решетки, имеет вид $m\lambda n(w)$, где $n(w)$ – номер штриха ДР, зависящий от координаты w точки P . Шаг решетки и пространственную частоту штрихов удобно представить в виде

$$d^{-1}(w) = p(w) = p_0 + p_1 w + p_2 w^2 + p_3 w^3 + \dots \quad (1.20)$$

причем $\frac{dn}{dw} = p(w)$. При дифференцировании функции оптической длины в

выражении для производной $\frac{\partial F}{\partial w}$ появляются новые члены, связанные координатной зависимостью шага (точнее говоря, обратной к ней пространственной частотой штрихов $p(w)$):

$$\frac{\partial F}{\partial w} = \underbrace{\dots + m\lambda p_0}_{\text{Прежнее выражение}} + m\lambda p_1 w + m\lambda p_2 w^2 + m\lambda p_3 w^3 + \dots \quad (1.21)$$

При помощи новых членов, содержащих коэффициенты $p_1, p_2, p_3, \dots$, можно изменять кривизну волнового фронта дифрагированных пучков. А именно, с помощью члена с p_1 можно модифицировать спектральную фокальную кривую, с помощью p_2 можно компенсировать aberrацию меридиональной комы, а с помощью p_3 можно компенсировать сферическую aberrацию. При этом нужно иметь в виду, что полезные свойства приобретаются в ограниченном интервале длин волн и углов. Решетка делается более специализированной, менее универсальной, но при этом позволяет значительно повысить разрешающую способность прибора в выбранной геометрии для выбранных длин волн.

Уравнение, определяющее направление дифракции центрального луча, не меняется:

$$\cos \theta (\sin \alpha + \sin \beta) = m p_0 \lambda \quad (1.22)$$

Уравнение (1.22) означает также, что направление дифракции луча определяется местной (локальной) частотой штрихов.

Спектральная фокальная кривая VLS-решетки подчиняется уравнению

$$\frac{\cos^2 \alpha}{r} + \frac{\cos^2 \beta}{r'_h} + m \lambda p_1 = 0. \quad (1.23)$$

Положение вертикального фокуса по-прежнему описывается уравнением (1.19).

Представленные расчеты полностью соответствуют результатам, полученным в [37], в случае плоской VLS-решетки.

Такой подход, который является модификацией традиционного, позволяет определить фокусирующие свойства VLS-решеток и aberrаций дифрагированного излучения в зависимости от параметров VLS-решетки (закон частоты штрихов $p(w)$). При этом используются только первые члены разложения в ряд Тейлора, что в некоторых случаях недостаточно.

Однако, подобрав правильный закон частоты штрихов $p(w)$ от координаты можно добиться того, что каждый небольшой участок VLS-решетки работает согласованно со всей остальной решеткой и компенсирует aberrации на выбранной длине волны. Это позволяет сформулировать лучевой подход к расчету VLS-решеток.

1.1.2 Свойства VLS-решеток, лучевое приближение

Далее, рассматриваем схему, в которой на плоскую отражательную дифракционную решётку падает сходящийся пучок (Рисунок 1.3).

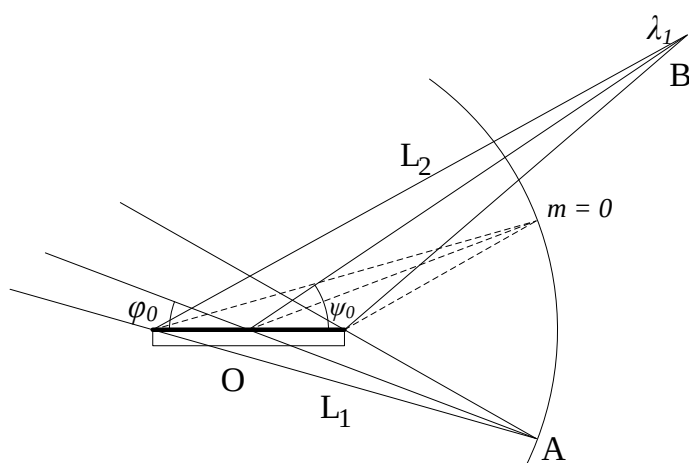


Рисунок 1.3. При падении сходящегося пучка на дифракционную решетку, дифрагированный пучок также сфокусирован. При этом в первом внутреннем порядке, расстояние до фокуса пучка больше, чем в нулевом порядке.

Формулируя лучевой подход в рассмотрении VLS-решеток, мы будем опираться на уравнения (1.22), (1.17), записанные в скользящих углах падения $\varphi_0 = \frac{\pi}{2} - \alpha$ и дифракции $\psi_0 = \frac{\pi}{2} + \beta$, также переобозначим расстояния $L_1 = r$ - расстояние от центра решетки до фокуса сходящегося пучка, падающего на решетку, $L_2 = -r_h$ - расстояние от центра решетки до фокуса сходящегося пучка, дифрагированного от решетки (Рисунок 1.3):

$$\cos \psi(w) - \cos \varphi(w) = \frac{mp(w)\lambda}{\cos \theta(w)} \quad (1.24)$$

$$\theta(w) = -\theta'(w) \quad (1.25)$$

Чтобы анализировать свойства VLS-решеток мы будем использовать “лучевое” приближение, т.е. для изучения фокусирующих свойств дифракционной решетки можно рассматривать падающие «лучи» на решетку, которые будут отражаться по закону зеркального отражения (1.24) в плоскости, параллельной штрихам решетки и дифрагировать по закону дифракционной решетки (1.25) в плоскости перпендикулярной штрихам, причем значения углов $\varphi(w)$, $\psi(w)$, $\theta(w)$ и частоты штрихов $p(w)$ надо брать для каждого луча свои, локальные.

При использовании обычной дифракционной решётки в сходящемся пучке возникает астигматизм, т. е. пространственное несовпадение спектрального (горизонтального) и вертикального фокусов. На рисунке 1.3 показан вертикальный фокус, который лежит на окружности вокруг т. О с радиусом, равным длине отрезка ОА. Во внутренних порядках спектральный фокус находится вне этой окружности ($OB > OA$), во внешних порядках – внутри неё.

Наша задача – найти зависимость частоты штрихов $p(w)$ от координаты на решётке, чтобы совпали вертикальный и горизонтальный фокусы. То есть, считая известным расположение точек А и В необходимо установить зависимость между $\varphi(w)$ и $\psi(w)$ – скользящими углами падения и дифракции на решётку в точке С с координатой w .

Рассмотрим треугольник ОСА (Рисунок 1.4). Для этого треугольника:

$$ctg(\varphi(w)) = \frac{OA \cos(\varphi_0) - w}{OA \sin(\varphi_0)} = ctg(\varphi_0) - \frac{w}{L_1 \sin(\varphi_0)} \quad (1.26)$$

Аналогично можно получить выражение для $\psi(w)$

$$ctg(\psi(w)) = ctg(\psi_0) - \frac{w}{L_2 \sin(\psi_0)} \quad (1.27)$$

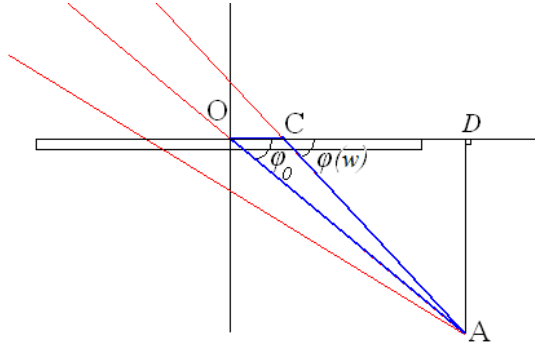


Рисунок 1.4. К выводу зависимости частоты штрихов VLS-решетки от координаты.

Используя выражение (1.24), а также уравнения (1.26) и (1.27) получаем:

$$mp(w)\lambda = \cos \left[\text{arcctg} \left(\text{ctg}(\varphi) - \frac{w}{L_1 \sin \varphi} \right) \right] - \cos \left[\text{arcctg} \left(\text{ctg}(\psi) - \frac{w}{L_2 \sin \psi} \right) \right] \quad (1.28)$$

Выбор такой частоты штрихов компенсирует астигматизм и aberrации высших порядков, связанный с решёткой. Более того, если на решётку падает не строго гомоцентрический пучок, например, не совпадают вертикальный и горизонтальный фокуса, то подбором параметров L_1 и L_2 это расхождение можно скомпенсировать.

Подобные выкладки позволяют получить строго точечные изображения на одной длине волны λ_0 . (рисунок 1.5).

Другой подход к расчету модификации фокусного расстояния с помощью дифракционной решетки это использовать уравнение (1.23). В данном случае, получаем:

$$\frac{\sin^2 \varphi}{L_1} - \frac{\sin^2 \psi}{L_2} + m\lambda p_1 = 0$$

Или, что то же самое,

$$p_1 = \frac{1}{m\lambda} \left(-\frac{\sin^2 \varphi}{L_1} + \frac{\sin^2 \psi}{L_2} \right) \quad (1.29)$$

Что можно получить из (1.28) разложением в ряд Тейлора.

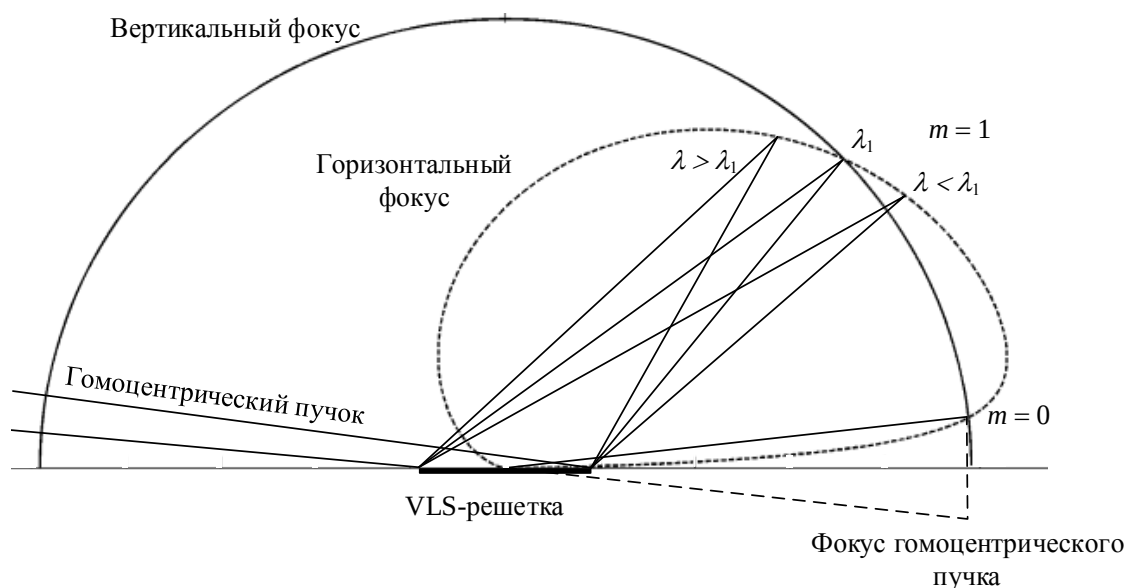


Рисунок 1.5. Компенсация астигматизма на одной ненулевой длине волны (λ_1) при падении сходящегося гомоцентрического пучка на плоскую VLS-решетку (m – порядок дифракции). Вертикальная фокальная кривая изображена дугой окружности с радиусом равным расстоянию до фокуса падающего пучка от центра решетки и центром в центре решетки. В случае, когда длина волны отличается от λ_1 , горизонтальный (спектральный) фокус отличается от вертикального (пунктирная кривая).

Таким образом, сформулирован наглядный подход к выбору зависимости частоты штрихов от положения на апертуре $p(w)$ (уравнение 1.28) для получения фокуса на требуемом расстоянии от VLS-решетки без aberrаций в главной плоскости. При этом, сразу получается аналитическая зависимость $p(w)$, а не первые члены разложения её в ряд Тейлора, как в подходе, рассмотренном в разделе 1.1.1.

1.2 Методы изготовления плоских VLS-решеток

Изготовление VLS-решёток возможно несколькими способами. А именно: механическая нарезка на программируемом гравировальном станке [16, 37], интерференционная литография [55], также возможно использование электронно-лучевой литографии.

Одной из целей данной работы являлось развитие технологии по изготовлению VLS-решеток на базе отечественных производителей. В настоящее время в России нет программируемого гравировального станка для создания VLS-решёток подобного класса. Поэтому, в качестве первых технологий для создания VLS-решётки были выбраны интерференционная и электронно-лучевая литография.

В России методом интерференционной литографии изготавливаются классические (периодические) дифракционные решетки во многих, в том числе коммерческих, организациях. В частности, ГИПО, г. Казань. Однако для изготовления VLS-решеток требуется создание новой оптической схемы записи.

Электронно-лучевая литография также широко распространена в России, однако она не используется для создания дифракционных решеток. Основная проблема – это создание большого изображения на подложке с высокой сквозной точностью построения изображения.

Преимущество электронно-лучевой литографии в том, что можно задать любое изображение и точно его воспроизвести, а значит, частоту штрихов в заданной точке можно получить с высокой точностью. Однако, из-за возникающих проблем, непрерывность изменения частоты штрихов нарушается. Этого недостатка лишена интерференционная литография: получаемая зависимость частоты штрихов от координаты меняется непрерывно. Однако, из-за сложности выбора оптической схемы записи, полученная зависимость частоты штрихов может несколько отличаться от заложенной.

В разделах 1.2.1 и 1.2.2 описаны VLS-решетки, созданные по нашим расчетам для использования в схемах, подробно описанных в главах 2 и 3. Проанализированы особенности решеток, созданных с применением двух разных технологий.

1.2.1 Метод электронно-лучевой литографии

В электронно-лучевой литографии изображение строится на резисте электронным пучком поточечно. При этом подвижны как столик, на котором расположен образец, так и электронный луч. Электронный луч рисует изображение в пределах области экспонирования с минимальным элементом не менее нанометра и с высокой точностью позиционирования (порядка 1 нм) при неподвижном столике. Однако размер этой области экспонирования составляет несколько сотен микрон. Для записи большого изображения необходимо перемещать образец. При этом возникает проблема “сшивки” различных областей экспонирования, т.к. не устранены возможные ошибки механического позиционирования подложки, что ограничивает качество решетки и, как следствие, спектральное разрешение прибора.

Изготовление структуры на электронно-лучевом литографе, которая будет использоваться в качестве VLS-решетки, не является рядовой задачей из-за значительных размеров этой решетки (50х25х10 мм (длина поперек штрихов)х(ширина вдоль штрихов)х(толщина решетки)). Поэтому для оценки влияния этих особенностей был изготовлен тестовый образец при параметрах литографа, необходимой для синтеза полной структуры.

На образце обнаружены следующие особенности:

1. Минимальный элемент построения изображения электронным пучком составляет 40 Å в области экспонирования, исходя из ограничения времени экспонирования одной области экспонирования.
2. При неподвижном столике изображение строится только в области экспонирования размера порядка 600 мкм х 600 мкм.

Первая особенность заставляет нас отказаться от непрерывного закона изменения частоты штрихов и перейти к ступенчатому. Т.е. решётка из себя будет представлять фасеточную решётку, в каждой ячейке решётка будет с постоянной частотой штрихов (красные области на рисунке 1.6). Из-за второй особенности, вся решётка будет разбита на квадраты, области экспонирования, со стороной порядка 600 мкм. Соседние области экспонирования будут сшиты друг с другом с точностью порядка 300 – 700 нм (зеленые области на рисунке 1.6, рисунок 1.7).

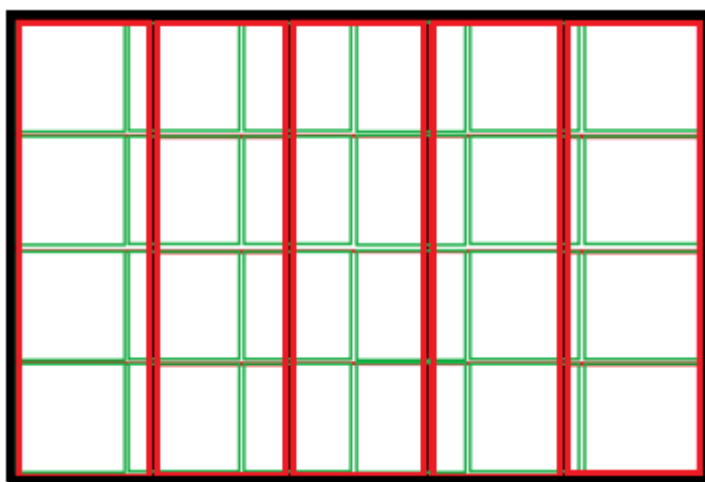


Рисунок 1.6. Схематическая структура VLS-решетки при изготовлении методом электронно-лучевой литографией. В красных областях частота штрихов решетки – постоянна, а зеленые области, области экспонирования, имеют ошибку позиционирования.

Понятно, что изображения, построенные такой решеткой, будут хуже, чем изображения, построенные идеальной решеткой. Были проведены оценки, показывающие принципиальный характер изменений дифракционного пика, вызванных этими ошибками, на примере решетки размером 50 мм (поперек штриха) x 25 мм (вдоль штриха) и с законом изменения частоты штрихов

$$p(w) = p_0 + p_1 w = 600 + 2.35w \text{ шт/мм}$$

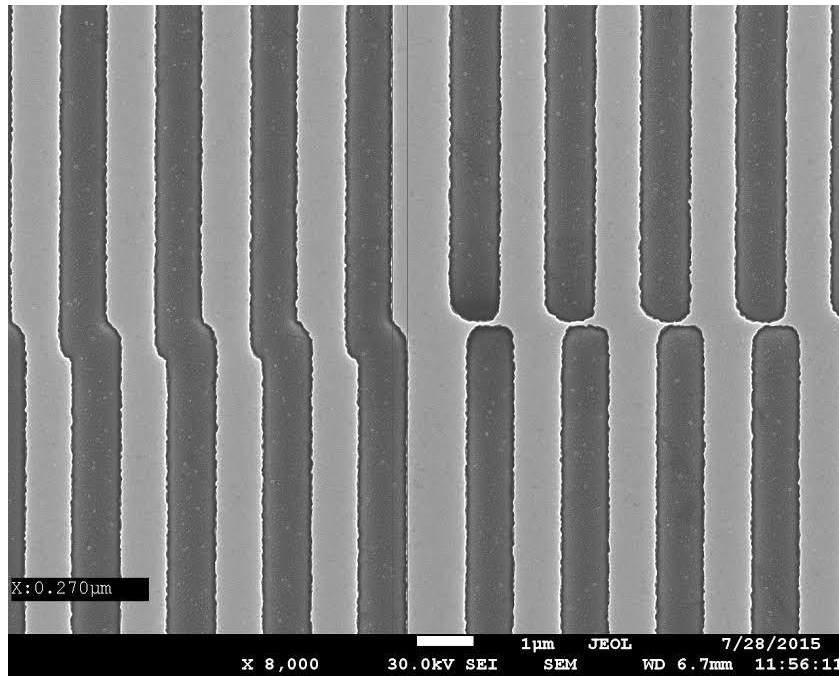


Рисунок 1.7. Изображение участка VLS-решетки, изготовленной методом электронно-лучевой литографией, полученное электронным микроскопом. На рисунке демонстрируется неточность сшивки областей экспонирования. Изображение получено ЦКП МФТИ.

Рассмотрим число Штраля для нашей решетки для оценки изменений формы дифракционного типа при наличии ошибок построения решетки. Число Штраля $S = e^{-\phi^2}$ характеризует отношение интенсивности в максимуме дифракционного пика неидеальной дифракционной решетки к интенсивности в максимуме дифракционного пика идеальной дифракционной решетки, где число ϕ – среднеквадратичная фазовая ошибка по апертуре.

Фазовая ошибка ϕ может быть выражена двумя способами:

$$\phi = 2\pi \cdot \left\langle \frac{\sigma}{\lambda} \right\rangle = 2\pi \cdot \langle \Delta n_w \rangle, \quad (1.30)$$

где σ - отклонение волнового фронта, Δn_w – отклонение номера штриха на координате от расчетного. В качестве усреднения берется среднеквадратичная величина отклонения по апертуре.

Рассмотрим замену решетки с законом частоты штрихов, меняющимся непрерывно по апертуре, на фасеточную решетку, у которой в каждой фасетке частота штрихов постоянна (первая особенность).

Пусть Δ_1 – размер этой фасетки, $\delta = 40 \text{ \AA}$ – минимальный элемент построения изображения, который строит электроннолучевой литограф. Тогда путь $d' = \frac{1}{p(w)} \approx \frac{1}{p_0 + p_1 \cdot w}$ – шаг расчетной решетки, а $d'' = \frac{1}{p_0}$ – шаг фасеточной решетки, $\Delta d = d'' - d'$ – отклонение шага штриха. Размер фасетки определяется исходя из соображений, что отклонение шага штриха достигает минимального элемента построения изображения. Значит $\Delta_1 = \delta \frac{p_0^2}{p_1} \approx 620 \text{ мкм}$.

На ширине фасетки $\Delta_1 / 2$ набегает ошибка положения штриха $\Delta n = \frac{\Delta_1 / 2 \cdot \Delta p}{2} = \frac{\Delta_1^2 \cdot p_1}{8} \approx 0.11$. Так как ошибка накапливается линейно, то средняя фазовая ошибка $\phi = 2\pi \cdot \langle \Delta n_w \rangle = 2\pi \cdot \frac{\Delta n}{\sqrt{3}} = 0.4 < 1$ мала, а значит форма дифракционного пика существенно не поменяется и только уменьшится интенсивность.

Заметим, что аппроксимацию закона непрерывного изменения частоты штрихов ступенчатым, можно заменить на рассмотрение решетки с расчетным законом изменения частоты штрихов, который промодулирован с частотой, соответствующей размеру фасетки Δ_1 . Действие такой замены приведет к появлению сателлитов у основного дифракционного пика (рисунок 1.8) и

направление на дополнительный пик $\Delta V = \frac{\lambda}{\Delta_1 \sin \psi_0} \approx 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$.

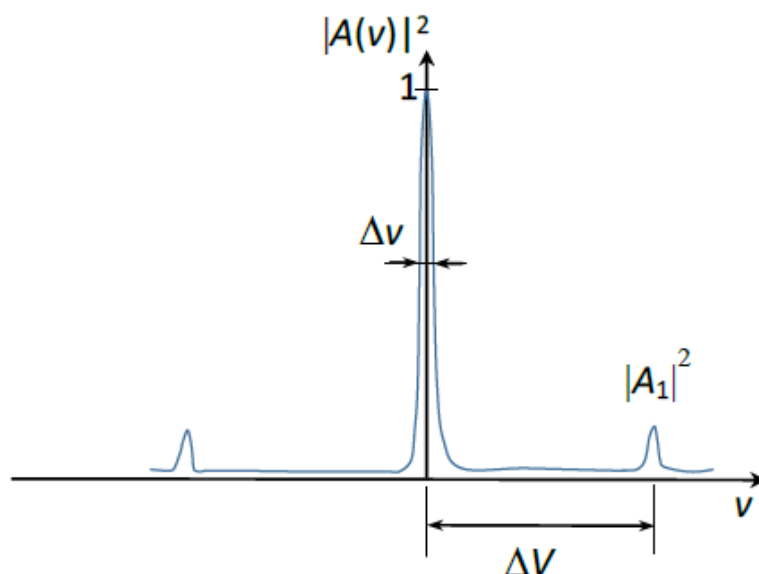


Рисунок 1.8. Форма дифракционного пика, при отражении фасеточной решётки со ступенчатым законом изменения частоты штрихов.

Интенсивности главного пика и первого сателлита, приведенные к интенсивности главного пика, при отражении от расчетной решетки, равны $|A_0|^2 \approx 0.96$, $|A_1|^2 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ соответственно. А приведенные интенсивности $|A_l|^2$ l -го

сателлита определяется: $|A_0|^2 = 1 - \frac{4\pi^4}{45} q^2 + O(q^4)$, $|A_l|^2 \Big|_{|l| \geq 1} = \frac{4}{l^4} q^2 + O(q^4)$, где

$$q = \frac{\Delta_1^2 p_1}{4\pi} \approx 0.07.$$

Таким образом, особенность построения изображения связанная с минимальным элементом построения изображения электронным пучком, не вносит значительных изменений в форму дифракционного пика.

Теперь рассмотрим решетку, разбитую на области экспонирования размером $\Delta_2 = 600$ мкм, положение которых случайно сдвинуто с точностью $\varepsilon = 0.5$ мкм (вторая особенность).

Рассмотрим одну область экспонирования. В ней все штрихи смещены на одинаковое расстояние ε , относительно расчетного положения. Значит

отклонение номера штриха у всех штрихов одинаковое и $\Delta n = \frac{\varepsilon}{d} = \varepsilon p \approx 0.3$. Тем самым средняя фазовая ошибка $\phi = 2\pi \cdot \langle \Delta n_w \rangle = 2\pi \cdot \Delta n = 1.9 > 1$.

Так как фазовая ошибка ϕ – сравнима с единицей, то разрешающая способность всей решетки в схеме будет разве что несколько больше, чем разрешающая способность одной области экспонирования, которая определяется числом штрихов в одной области экспонирования. Таким образом, разрешающая способность $R \approx \Delta_2 \cdot p \approx 400$.

Получается, что особенность построения изображения связанная с размерами области экспонирования и ошибки сшивки этих областей, вносит основной вклад в ухудшении разрешения спектрометров при использовании подобных VLS-решеток.

Первая отечественная VLS-решетка для мягкой рентгеновской области спектра была изготовлена в ЦКП МФТИ методом электронно-лучевой литографии. На плоскую стеклянную подложку из стекла К8 была нанесена пленка вольфрама толщиной 100 нм. Затем центрифугированием была нанесен электронный резист РММА А4 (Microchem) на скорости 5000 об./мин. Резист экспонировался со следующими параметрами: энергия луча 50 кэВ, ток 15.5 нА, поле 600х600 мкм, выдержка 0.14 мс. Резист проявлялся в растворе метилизобутилкетона в изопропиловом спирте (МИБК:IPA) (1:3) в течении 120 секунд, затем был помещен в IPA на 60 секунд. В итоге решетка была сформирована в процессе плазмохимического травления SF6 через маску резиста. Резист после травления был удален в кислородной плазме (рисунок 1.9).

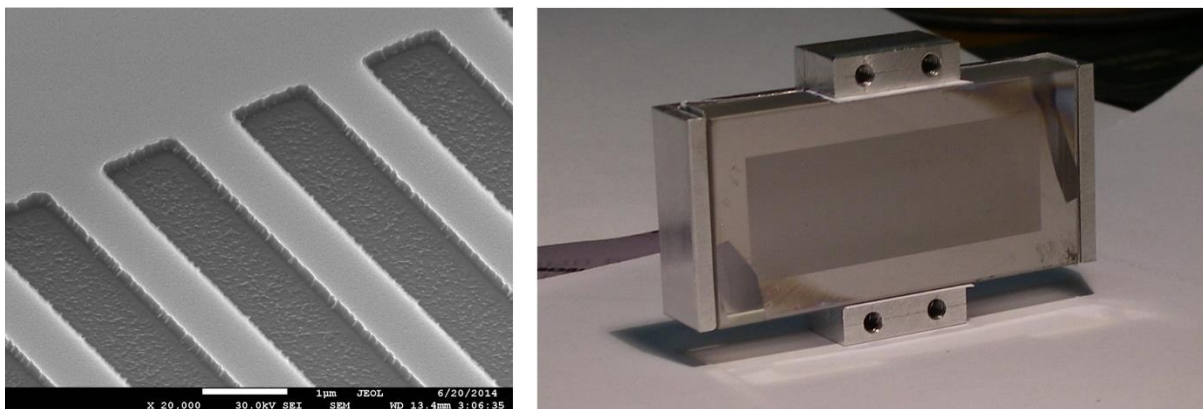


Рисунок 1.9. Изображение, полученное на сканирующем электронном микроскопе в ЦКП МФТИ края VLS-решетки, изготовленной методом электронно-лучевой литографией (слева) и фотография этой решетки в оправке (справа).

Использование этой VLS-решетки в схеме стигматического спектрометра показало справедливость наших оценок, и прибор показал разрешающую способность $R \sim 500$ (см. раздел 2.2).

1.2.2 Метод интерференционной литографии

Интерференционная литография является одним из наиболее технологически доступных способов изготовления VLS-решёток. При таком изготовлении штрихи решётки формируются в процессе экспонирования картины интерференции двух волн, создаваемых в схеме записи на фоторезисте, и дальнейшей обработки фоторезиста.

Подбор схемы записи для аппроксимации требуемого распределения частоты штрихов по апертуре пространственной частотой интерференционных полос представляет собой нетривиальную задачу. От того, насколько хорошо будет выполнена эта аппроксимация, зависит спектральное разрешение прибора, в котором планируется использовать изготавливаемую решётку. Поэтому решение этой задачи играет ключевую роль при таком способе изготовления VLS-решетки. Подобные задачи успешно решались в Японии при изготовлении VLS-решёток для спектрографа с плоским полем [55]. В качестве вспомогательного оптического элемента-аббератора, помещаемого в один из пучков, использовалось сферическое зеркало наклонного падения.

Вторая отечественная VLS-решетка была изготовлена методом интерференционной литографии в НПО ГИПО (г. Казань), по оптической схеме, подобранной в НПО ГИПО. Причем в качестве абберратора использовалось не сферическое зеркало, а призма. В качестве отражающей поверхности служит золото.

Решетка была изготовлена стандартными методами интерференционной голографии после подбора схемы записи. Главной проблемой было создание схемы записи, реализующей требуемый закон частоты штрихов на апертуре. Схема записи состояла из двух плеч, каждое из которых начинается точечным источником и заканчивается подложкой, на которой записывается рисунок решетки. В одно из плеч вносится вспомогательная призма для создания необходимой интерференционной картины. В качестве источника использовался лазер с длиной волны 532 нм (рисунок 1.10).

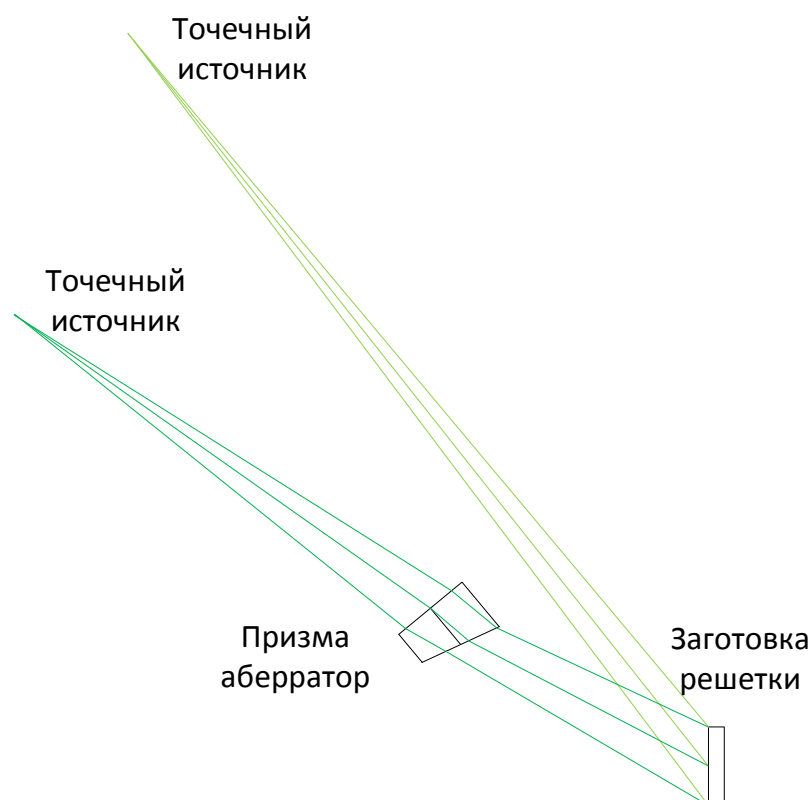
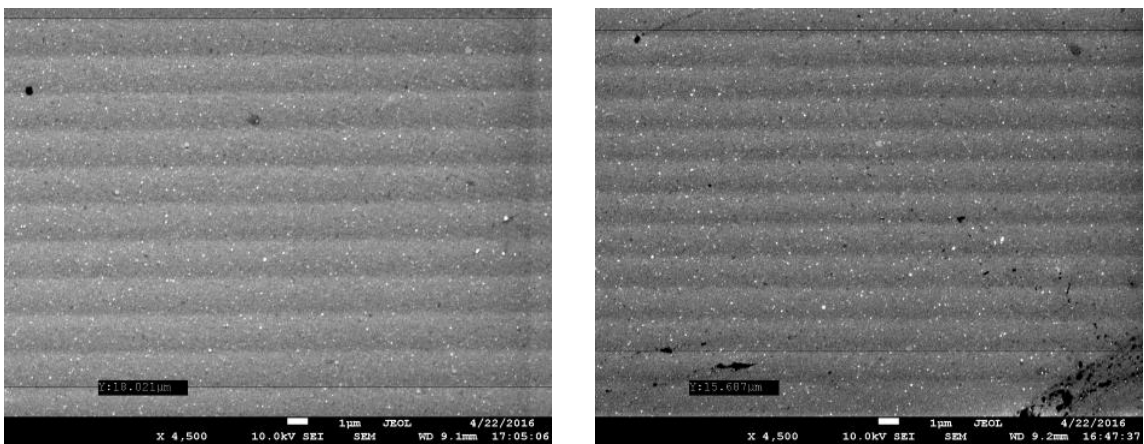


Рисунок 1.10. Схема записи VLS-решетки, подобранная в НПО ГИПО.

Главная проблема данной схемы записи в том, что частота интерференционных линий, а значит и частота штрихов полученной решетки, чувствительна к точности изготовления вспомогательной призмы, а также к расстояниям и углам в схеме записи. В результате, полученная решетка (рисунок 1.11) не вполне соответствовала требуемому закону частоты штрихов. В частности, полученный параметр $p_1 = 2.22$ шт/мм², отличался от расчетного значения $p_1 = 2.32$ шт/мм². В результате, схему спектрографа, в которой использовалась данная решетка, пришлось слегка модифицировать.



Местная частота штрихов
1.802 мкм 1.569 мкм

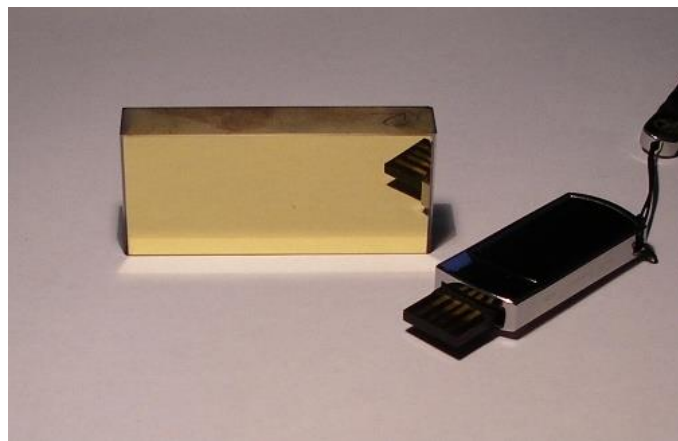


Рисунок 1.11. Изображения поверхности VLS-решетки с двух противоположных концов, изготовленной методом интерференционной литографии, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа Р.А. Хмельницким (сверху) и фотография этой решетки (снизу)

Несмотря на то, что закон изменения частоты штрихов, получившийся методом интерференционной литографии, не точно соответствует расчетному, он остается гладким и непрерывным, в отличие от закона, получившегося методом электронно-лучевой литографии. Так что незначительной модификацией схемы спектрального прибора, в котором будет использоваться полученная решетка, можно скорректировать «требуемый» закон частоты штрихов для лучшего соответствия полученному.

Отметим, что профиль штриха VLS-решетки, полученной методом электронно-лучевой литографии является прямоугольным, ламинарным. Профиль штриха VLS-решетки, полученной методом интерференционной литографии является синусоидальным (Рисунки 1.12, 1.13).

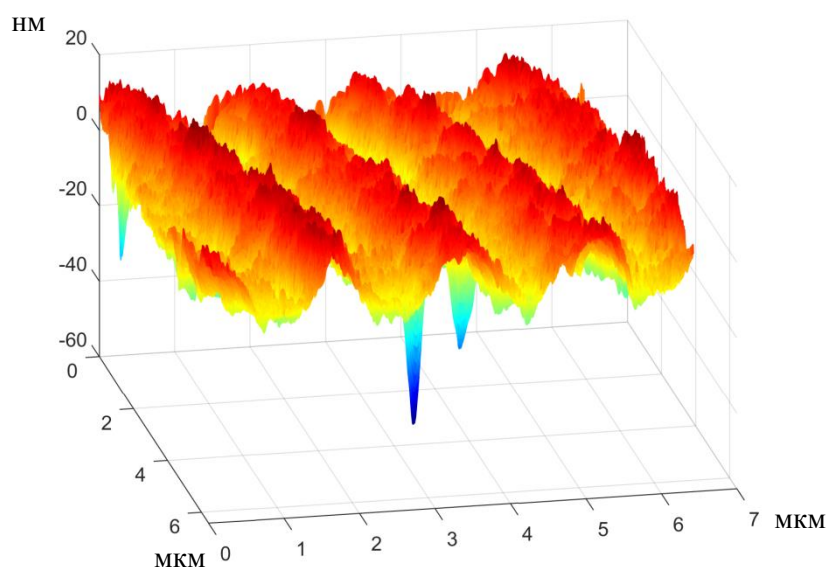


Рисунок 1.12. Изображение участка поверхности VLS-решетки изготовленной методом интерференционной литографии, полученное с помощью Атомно-Силовой Микроскопа совместно с А.Ю. Кунцевичем и М.И. Банниковым.

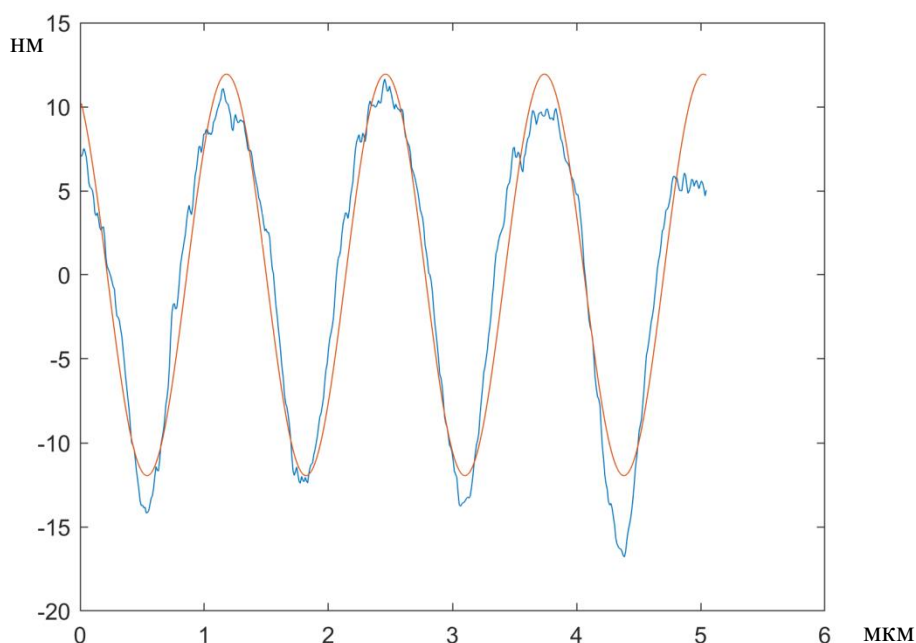


Рисунок 1.13. Профиль в середине апертуры VLS-решетки, изготовленной методом интерференционной литографии (синяя линия), и аппроксимация профиля синусоидальным (оранжевая линия).

1.3 Основные результаты главы 1

В данной главе был продемонстрирован традиционный подход к расчету фокусирующих свойств плоских VLS-решеток, использующий принцип Ферма. В основе этого подхода стоит представление функции частоты штрихов от координаты $p(w)$ в виде $p(w) = p_0 + p_1 w + p_2 w^2 + p_3 w^3 + \dots$, где коэффициент p_0 отвечает за направление дифракции, коэффициент p_1 за фокусировку и коэффициенты p_2 и p_3 за компенсацию аберраций.

Второй подход – оригинальный, позволяет получить сразу функцию $p(w)$. Показано, что оба подхода дают одинаковый результат при выборе одинаковых начальных данных.

Рассмотрены возможные технологии для изготовления первых отечественных VLS-решеток: электронно-лучевая литография и

интерференционная литография. Подробно рассмотрены сравнительные преимущества и недостатки обоих методов.

По нашим расчетам созданы первые отечественные VLS-решетки для МР диапазона спектра. Решетки изготовлены методом электронной литографии (ЦКП-МФТИ, Долгопрудный) и методом интерференционной литографии (ГИПО, Казань) на подложках, изготовленных в ФИАН, Москва.

Основные результаты данной главы доложены на конференциях [A8, A9, A12, A15], опубликованы в работе [Б6] и в главе 8 монографии [B1] из списка публикаций автора, на которых основана данная работа.

Глава 2. Изображающий спектрометр

Одной из целей нашей работы являлось совместить преимущества широкополосных аperiодических многослойных зеркал нормального падения с преимуществом отражательных VLS-решеток.

Широкополосные АМЗ нормального падения строят квазистигматические изображения в МР области спектра и их использование значительно увеличивает светосилу прибора по сравнению с использованием нескольких зеркал скользящего падения той же апертуры. Однако ранее подобные зеркала использовались в спектральных схемах только с использованием периодических дифракционных решеток [30].

Как было сказано во введении, схемы на основе АМЗ и классических дифракционных решеток обладают стигматизмом только на одной длине волны, а на других длинах волн возникает расфокусировка, т.е. пересечение кривых горизонтального (спектрального) и вертикального (пространственного) фокусов происходит в одной точке, после чего они расходятся. Как было показано в главе 1, использование VLS-решеток позволяет модифицировать поведение кривой спектрального фокуса, а значит можно попытаться добиться двух пересечений этих кривых в рабочем диапазоне спектрометра, и тем самым значительно снизить астигматизм во всем рабочем спектральном диапазоне.

В данной работе предлагается схема спектрометра, где в качестве фокусирующего элемента используется фокусирующее широкополосное АМЗ нормального падения, которое направляет сходящийся гомоцентрический пучок на плоскую VLS-решетку скользящего падения (рисунок 2.1). Источник излучения располагается непосредственно перед входной щелью. Прошедшее излучение фокусируется вогнутым сферическим АМЗ и образует слабо астигматический гомоцентрический пучок. Этот пучок разлагается в спектр дифракционной решёткой скользящего падения. При этом за счёт специально

подобранного закона изменения частоты штрихов компенсируется астигматизм, вызванный решёткой и зеркалом.

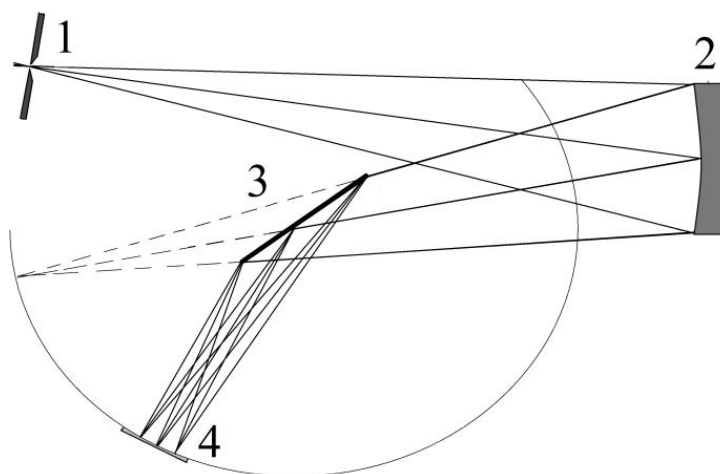


Рисунок 2.1. Принципиальная схема спектрографа на основе VLS решётки. 1-входная щель, 2 – многослойное зеркало, 3 – VLS решётка, 4 – детектор излучения.

2.1 Проектирование и расчет спектрометра

В нашей работе речь идёт о возможности создания стигматического спектрографа, обладающего высоким разрешением и сильной дисперсией, характерными для схем скользящего падения, и одновременно относительно высокой светосилой и большим полем зрения за счёт использования VLS-решетки в комбинации с вогнутым МЗ нормального падения, которое направляет на нее сходящийся почти гомоцентрический пучок. Рабочий спектральный диапазон такого спектрометра (Рисунок 2.1) будет определяться спектром отражения МЗ. В первых расчетах (приводимых в данной работе) мы будем иметь в виду аperiodическое многослойное Mo/Si-зеркало, обладающее равномерным отражением ($\sim 15\text{--}20\%$) в диапазоне $125\text{--}250 \text{ \AA}$. АМЗ такого типа синтезировались в Национальном техническом университете "Харьковский политехнический институт" (ХПИ) в лаборатории В.В. Кондратенко и неоднократно использовались в экспериментах [51].

В нашей схеме сферическое МЗ установлено под небольшим углом к центральному лучу и вносит небольшой астигматизм в сходящийся пучок. Пусть L_1 и L_2 – расстояния от центра решётки до вертикального и горизонтального фокусов сходящегося слабоастигматического пучка, причем $L_1 < L_2$ и $L_2 - L_1 \ll L_1$. Как следует из уравнения 1.28, в явном виде зависимость требуемой частоты штрихов от w имеет вид:

$$p(w) = \frac{1}{m\lambda_1} \left(\cos \left[\text{arcctg} \left(\text{ctg} \varphi_0 - \frac{w}{L_1 \sin \varphi_0} \right) \right] - \cos \left[\text{arcctg} \left(\text{ctg} \psi_0 - \frac{w}{L_2 \sin \psi_0} \right) \right] \right) \quad (2.1)$$

где приняты обозначения $\varphi_0 = \varphi(w=0)$ и $\psi_0 = \psi(w=0)$. За счёт такого изменения частоты штрихов решётки компенсируется астигматизм для одной длины волны λ_1 .

Теперь отметим, что параметры φ_0 , ψ_0 , λ_1 , m и $p_0 = p(0)$ связаны уравнением дифракции центрального луча (уравнение 1.24)

$$\cos \varphi_0 - \cos \psi_0 = mp_0 \lambda_1 \quad (2.2)$$

В этом уравнении свободными являются любые четыре параметра из набора φ_0 , ψ_0 , λ_1 , m и p_0 , а пятый однозначно определяется через остальные. Например, зафиксировав $m\lambda_1$, мы получаем ещё два свободных параметра. Традиционно это параметры φ_0 и p_0 , а угол дифракции центрального луча ψ_0 находится из уравнения (2.2). После этого из условия (2.1) можно найти выражение для частоты штрихов $p(w)$.

Как было показано выше, длина волны, на которой происходит фокусировка, т.е. спектральный фокус совпадает с вертикальным, определяется уравнением (из уравнения 1.23)

$$p_1 = \frac{1}{m\lambda} \left(-\frac{\sin^2 \varphi}{L_1} + \frac{\sin^2 \psi(\lambda)}{L_2} \right)$$

Используя остающиеся степени свободы, можно потребовать стигматизма на второй длине волны λ_2 , т.е.

$$p_1 = \frac{1}{m\lambda_1} \left(-\frac{\sin^2 \varphi}{L_1} + \frac{\sin^2 \psi(\lambda_1)}{L_2} \right) = \frac{1}{m\lambda_2} \left(-\frac{\sin^2 \varphi}{L_1} + \frac{\sin^2 \psi(\lambda_2)}{L_2} \right)$$

После этого остается лишь одна степень свободы. Можно задаться углом падения φ_0 на решетку, и тогда ψ_0 примет значение

$$\cos \psi_0 = \cos \varphi_0 - \sqrt{\left(\frac{L_1}{L_2} - 1 \right) \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \sin^2 \varphi_0}, \quad (2.3)$$

После чего p_0 найдется из уравнения (2.2).

Можно, наоборот, задаться “круглым” значением p_0 , и тогда значение φ_0 определяется уравнением

$$\varphi_0 = \arcsin \left(\frac{mp_0 \sqrt{\lambda_1 \lambda_2}}{\sqrt{L_1 / L_2 - 1}} \right). \quad (2.4)$$

Таким образом, задавая один из двух параметров φ_0 или p_0 , получаем второй из этих параметров из уравнения (2.3–2.2) или (2.4); после этого из уравнения (2.2) находим угол дифракции ψ_0 . Подставляя все эти параметры в уравнение (2.1), получаем закон изменения частоты штрихов $p(w)$. Из уравнений (2.3) и (2.4) видно, что компенсация астигматизма прибора на второй длине волны оказывается возможной именно из-за наличия слабого астигматизма ($L_2 \neq L_1$) в пучке, направляемом на ДР при помощи АМЗ.

В результате, при ограничении числа степеней свободы, добиваемся совпадения горизонтального и вертикального фокусов для двух длин волн λ_1 и λ_2 . При этом происходит пересечение поверхностей горизонтального и вертикального фокусов для двух выбранных длин волн. Расчёты показывают, что

обе эти поверхности не испытывают изломов, а значит условие нестрогого стигматизма выполняется для целого промежутка длин волн (Рисунок 2.2).

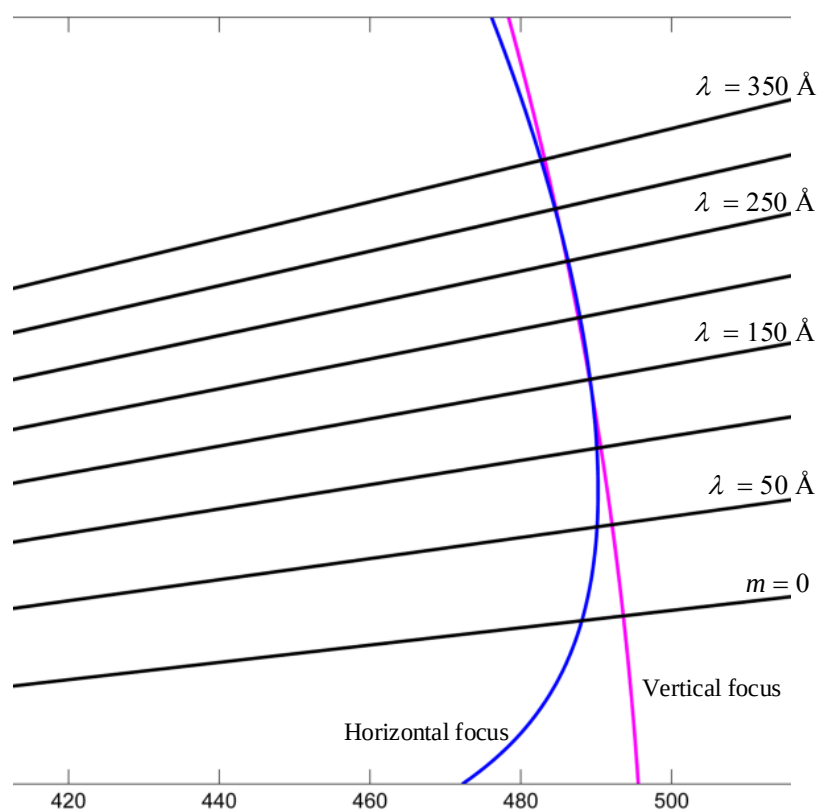


Рисунок 2.2 Пример взаимного расположения кривых спектрального (синий) и пространственного (красный) фокуса. Рабочий диапазон 125 – 300 $\text{\AA}$.

Несмотря на то, что имеется остаточный астигматизм, т.е. небольшая расфокусировка, она значительно меньше, чем астигматизм в схеме без компенсации. Более того, при рабочем диапазоне спектрографа 125 – 300 $\text{\AA}$, обусловленном коэффициентом отражения АМЗ, выбором длин волн λ_1 и λ_2 , можно добиться того, что размер изображения на детекторе, вызванный расфокусировкой, составляет менее 13 мкм, что соответствует размеру ячейки современных CCD детекторов. То есть, при использовании современных CCD детекторов остаточный астигматизм никак не влияет на пространственное и спектральное разрешение прибора. Таким образом, можно говорить о «практическом стигматизме». Это означает, что спектрограф строит двумерные спектральные изображения объекта с хорошим пространственным разрешением вдоль дисперсии и поперёк.

Кроме того, за счет закона частоты штрихов $p(w)$, выбранного согласно уравнению 2.1, на заданной длине волны λ_1 тонкий пучок излучения, лежащий в главной плоскости (плоскости дисперсии), не испытывает aberrаций при любой ширине решетки. Пучки излучения с другими длинами волн и пучки с конечным вертикальным углом схождения, разумеется, испытывают aberrации. Поэтому качество спектральных изображений необходимо проверять методом численной трассировки лучей, причем оптимальная ширина решетки и длина штрихов будут, в конечном счете, определяться компромиссом между светосилой и разрешением.

Формирование слабоастигматического сходящегося пучка, как указано выше, возложено на вогнутое сферическое МЗ, установленное при падении излучения, близком к нормальному. Ниже приведены расчеты изображающих характеристик спектрометра, выполненные методом численной трассировки лучей с помощью программы XOP (X-ray Oriented Programs) версии 2.3 с расширением SHADOWVUI (находится на сайте ESRF в свободном доступе [53]). В качестве примера выбраны следующие параметры схемы: спектральный рабочий диапазон 120–300 Å, радиус кривизны зеркала $R = 1000$ мм, расстояние “МЗ–центр решетки” 500 мм. Значения λ_1 и λ_2 выбираются с таким расчетом, чтобы минимизировать максимальную геометрическую расфокусировку изображения точечного источника, обусловленную отступлением горизонтальной фокальной кривой от вертикальной на интервале 120–300 Å, и при этом на длинах волн λ_1 и λ_2 изображение точечного источника имеет минимальные размеры. Во всех рассмотренных ниже вариантах, как оказалось, условие минимизации геометрической расфокусировки выполняется, когда $\lambda_1 \approx 144$ Å и $\lambda_2 \approx 272$ Å. Указанный набор параметров однозначно задает закон $p(w) = p_0 + p_1 w + p_2 w^2 + p_3 w^3$ изменения частоты линий на апертуре решетки. В Таблице 2.1 приведены параметры шести различных вариантов спектрометра, причем в первых двух вариантах задавалось “круглое” значение φ_0 , а в вариантах 3–6 задавалось “круглое” значение $p(0) = p_0$. В Таблице 2.2 приведены коэффициенты $p_0 - p_3$ для решеток во всех шести вариантах спектрометра.

Таблица 2.1. Основные характеристики рассчитанных дифракционных спектрометров скользящего падения с МЗ ($R = 1$ м), расстоянием МЗ–решетка 0.5 м и входной щелью на круге Роуланда, связанного с МЗ.

	$\varphi_0, ^\circ$	$p_0, \text{мм}^{-1}$	$\alpha, ^\circ$	Длина спектра, мм	$\left\langle \frac{d\lambda}{dl} \right\rangle, \text{\AA}/\text{мм}$	$\delta\lambda_{144}, \text{\AA}$	$\Omega, \text{ср}$
1	5	775	5	36	5.0	0.057	$3.5 \cdot 10^{-4}$
2	10	915	3	32	5.6	0.067	$7.0 \cdot 10^{-4}$
3	3.86	600	5	37.5	4.8	0.064	$2.7 \cdot 10^{-4}$
4	7.75	1200	5	43	4.2	0.049	$5.4 \cdot 10^{-4}$
5	6.49	600	3	28	6.4	0.075	$4.5 \cdot 10^{-4}$
6	13.07	1200	3	35	5.1	0.063	$9.1 \cdot 10^{-4}$

Примечание: α – угол падения на зеркало центрального луча от нормали, $\left\langle \frac{d\lambda}{dl} \right\rangle$ – среднее значение обратной линейной дисперсии на интервале 120–300 $\text{\AA}$; $\delta\lambda_{144}$ – спектральный интервал, отвечающий ширине ячейки детектора 13 мкм на длине волны 144 $\text{\AA}$.

Таблица 2.2. Параметры p_i дифракционных решеток из Таблицы 2.1.

Вариант	p_0	p_1	p_2	p_3
1	775	2.97	$8.45 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$
2	915.23	3.51	$9.83 \cdot 10^{-3}$	$2.39 \cdot 10^{-5}$
3	600	2.31	$6.63 \cdot 10^{-3}$	$1.67 \cdot 10^{-5}$
4	1200	4.53	$12.6 \cdot 10^{-3}$	$3.03 \cdot 10^{-5}$
5	600	2.33	$6.74 \cdot 10^{-3}$	$1.71 \cdot 10^{-5}$
6	1200	4.52	$12.3 \cdot 10^{-3}$	$2.83 \cdot 10^{-5}$

Так, во варианте №5 на решетке с шириной заштрихованной части 50 мм (w изменяется в пределах ± 25 мм) частота штрихов изменяется в пределах 546 – 662 мм^{-1} ; в центре $p(0) = 600 \text{ мм}^{-1}$ (Рисунок 2.3). При этом указанный спектральный интервал занимает участок 28 мм на детекторе, что соответствует длине современных CCD-детекторов с 2048 ячейками, средняя обратная линейная дисперсия составляет 5.5 $\text{\AA}/\text{мм}$. Рабочая область на решетке составляет 50×20 мм, что соответствует входному приемному углу спектрометра $8.7 \cdot 10^{-3} \times 4 \cdot 10^{-2} = 3.5 \cdot 10^{-4}$ ср. Обратная линейная дисперсия в середине диапазона $\lambda = 210 \text{ \AA}$ составляет 5.5 $\text{\AA}/\text{мм}$. При размере ячейки 13 мкм разрешение, соответствующее двум ячейкам детектора, составляет 0.14 $\text{\AA}$, а разрешающая способность составляет 1500.

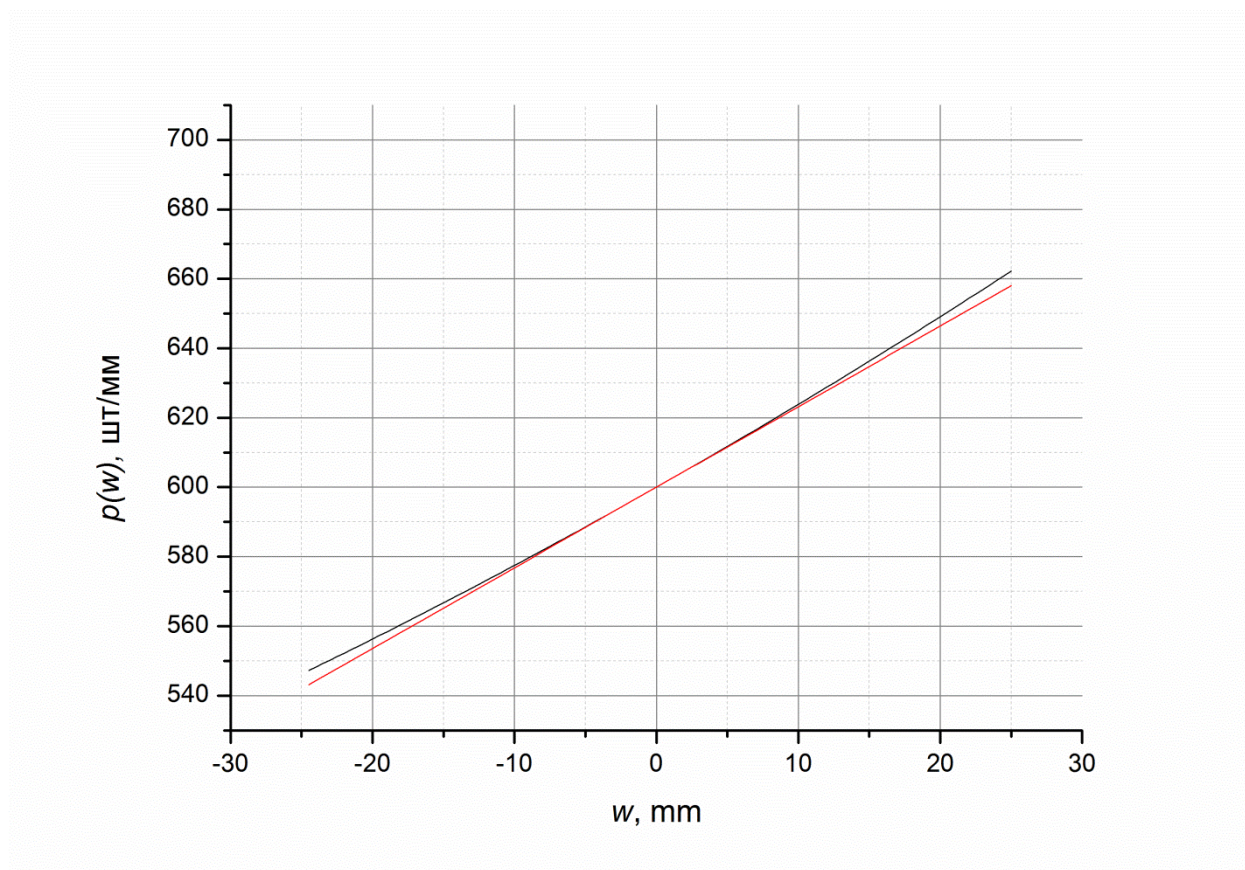


Рисунок 2.3. Зависимость частоты штрихов от координаты $p(w)$ (черный) варианта спектрометра №5 и линейная аппроксимация (красный), для сравнения.

Рассмотренная выше схема, строящая стигматические спектральные изображения входной щели спектрометра на плоской чувствительной поверхности детектора, соответствует постановке эксперимента, при которой источник излучения находится непосредственно в плоскости входной щели спектрометра, либо отображается на нее с сохранением пространственного разрешения в эксперименте. Первое соответствует варианту диспергирующего рентгеновского микроскопа [56, 57] (что далеко не всегда возможно и необходимо), а последнее может быть реализовано с помощью многослойного зеркала нормального падения или, к примеру, эллипсоидального зеркала скользящего падения. (В более длинноволновой области ($\lambda = 520.6 \text{ \AA}$, переход $4 \rightarrow 3$ иона C VI) авторы работы [58] могли воспользоваться для этого вогнутым сферическим зеркалом с иридиевым отражающим покрытием). Однако, в эксперименте часто имеет место ситуация, когда источник (например, лазерную плазму твердотельной или кластерной мишени) можно расположить на небольшом расстоянии (скажем, 35 мм) от входной щели, и при этом необходимо сохранить пространственное разрешение в “вертикальном” направлении (т.е. вдоль щели). Эту задачу можно решить без смены VLS-решетки. Поясним, как можно перейти к схеме, в которой вертикальный фокус источника, помещенного на расстоянии 35 мм перед входной щелью, по-прежнему находится на детекторе.

Параметры VLS-решетки (p_1, p_2, p_3) полностью определяются – при заданных φ_0, λ_1 и λ_2 – расстояниями L_1 и L_2 . Предполагается также, что зеркало не вносит иных aberrаций, кроме незначительного астигматизма ($L_2 - L_1 \ll L_1$). Меняя значение астигматизма зеркала $L_2 - L_1$ (путём изменения угла падения α на МЗ) можно обеспечить вертикальную фокусировку для точек источника, отстоящих на небольшое наперед заданное расстояние от входной щели, сохраняя при этом спектральную фокусировку для изображения щели на детекторе. При такой постановке эксперимента оказывается возможным использовать те же VLS-решётки, что и ранее.

К примеру, в варианте №5 угол падения на зеркало следует для этого увеличить с 3° до 7.56° . Численные расчеты методом трассировки лучей показывают, что спектральные изображения протяженного (в горизонтальном направлении) источника, находящегося на расстоянии 35 мм перед входной щелью, не выходят за пределы размера одной ячейки детектора. Также интересно, что эта схема, предназначенная для работы в качестве спектрометра при неподвижной решетке, может быть использована в качестве монохроматора с неподвижными входной и выходной щелями и вращаемой решеткой. Разрешающая способность составит $\sim 10^3$ во всем диапазоне, причем без уменьшения входного телесного угла.

Если надо увеличить приёмный угол, целесообразно выбрать угол скользящего падения на решетку $\psi_0 = 10^\circ$ (вариант №2), что приводит к иному закону $p(w)$. Чтобы частоты штрихов решётки не становилась излишне высокой, следует уменьшить угол падения на зеркало, например, до 3° . Выбор таких параметров даёт значение $p(0) = 915 \text{ мм}^{-1}$. В этом варианте входной приёмный угол вдвое больше, рабочая длина спектра на детекторе несколько короче (32 мм вместо 36 мм), а размер изображения точечного источника в направлении дисперсии меньше в полтора раза ($\approx 6\text{--}7$ против ≈ 10 мкм в точке максимальной расфокусировки $\lambda = 210 \text{ \AA}$). Однако, в данном случае практическая разрешающая способность определяется размером ячейки детектора (13 мкм) и будет несколько ниже. Преимуществом же такого варианта спектрометра (с большим углом φ_0 и малым α) является вдвое большая светосила.

После завершения построения схемы, аналитического расчёта и выбора всех параметров необходимо провести численную трассировку лучей. Трассировка лучей содержит более подробную информацию об абберациях и лучше описывает изображение при выходе из главной плоскости, чего не может адекватно показать приведенный аналитический расчёт.

Трассировка лучей проводилась программой XOP (X-ray Oriented Programs) версии 2.3 с расширением SHADOWVUI [53]. Программа позволяет строить оптические схемы с применением зеркал, решёток на пропускание, отражение и прочих элементов.

С помощью программы была смоделирована оптическая система предложенного спектрометра №5 и проведена численная трассировка лучей. В качестве источника излучения служит точечный источник с дискретным спектром излучения. Спектральные линии источника соответствуют 300 Å, 272 Å, 210 Å, 144 Å и 120 Å. Такой спектр позволяет увидеть наиболее полную картину происходящего.

На рисунках 2.4 – 2.6 представлены изображения источника на плоском детекторе, когда источник располагается перед щелью на главной оптической оси и вне её.

Рисунок 2.4 а

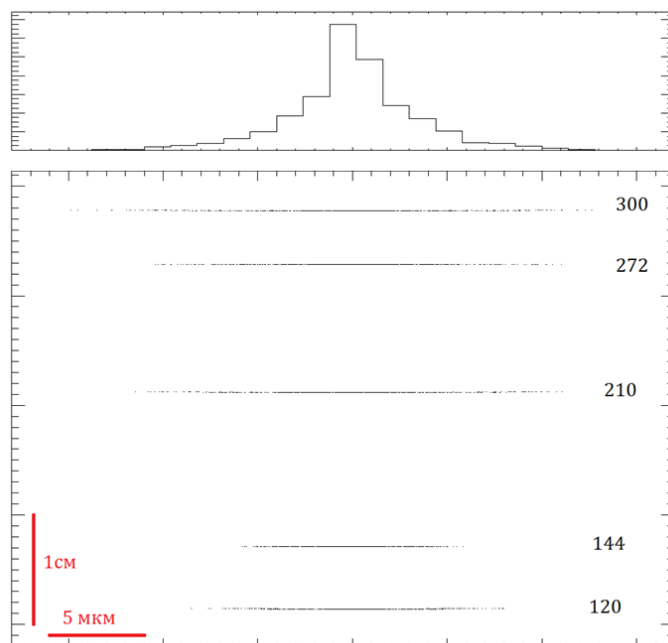


Рисунок 2.4 б

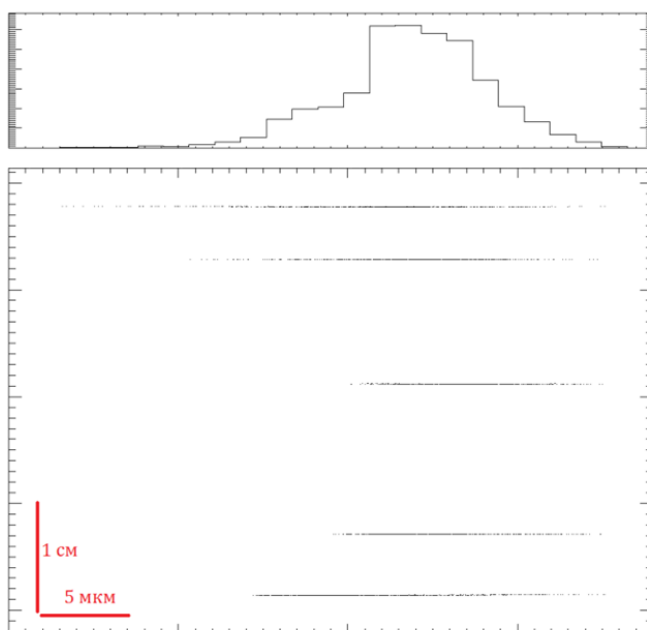


Рисунок 2.4 в

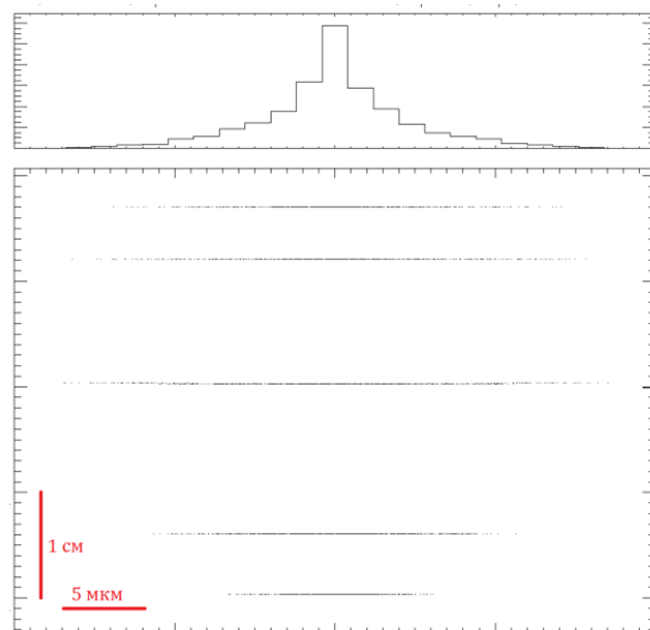


Рисунок 2.4. Изображение точечного источника с дискретным спектром излучения при различных положениях источника. Спектральные линии источника соответствуют 300 Å, 272 Å, 210 Å, 144 Å и 120 Å. . Направление дисперсии – вверх. а) Источник находится в главной плоскости, на оптической оси. б) Источник сдвинут на 10 мм, относительно положения (а), в сагиттальном направлении (вдоль щели). в) Источник сдвинут на 2 мм относительно положения (а), в меридиональном направлении (поперёк щели).

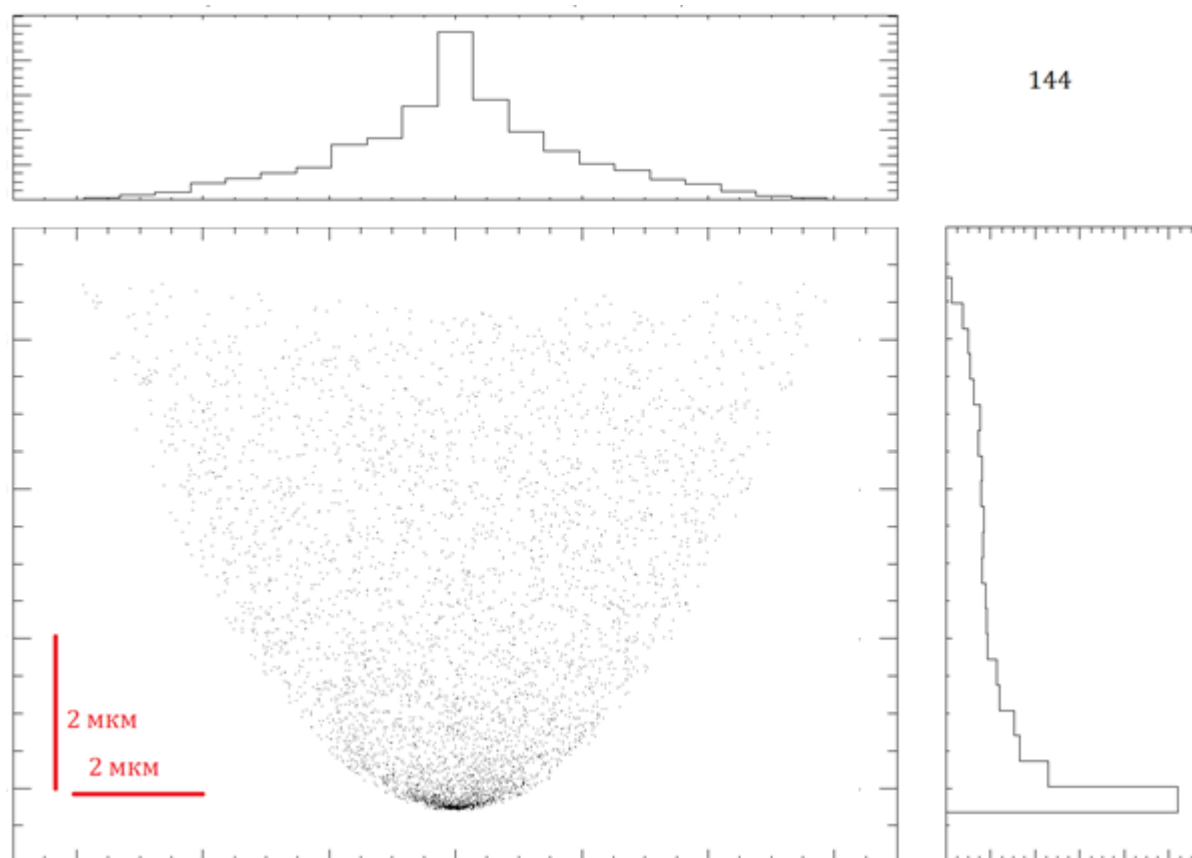


Рисунок 2.5. Изображение точечного монохроматического источника ($144 \text{ \AA}$). Источник находится в главной плоскости, на оптической оси. Направление дисперсии – вверх.

Рисунок 2.6 а

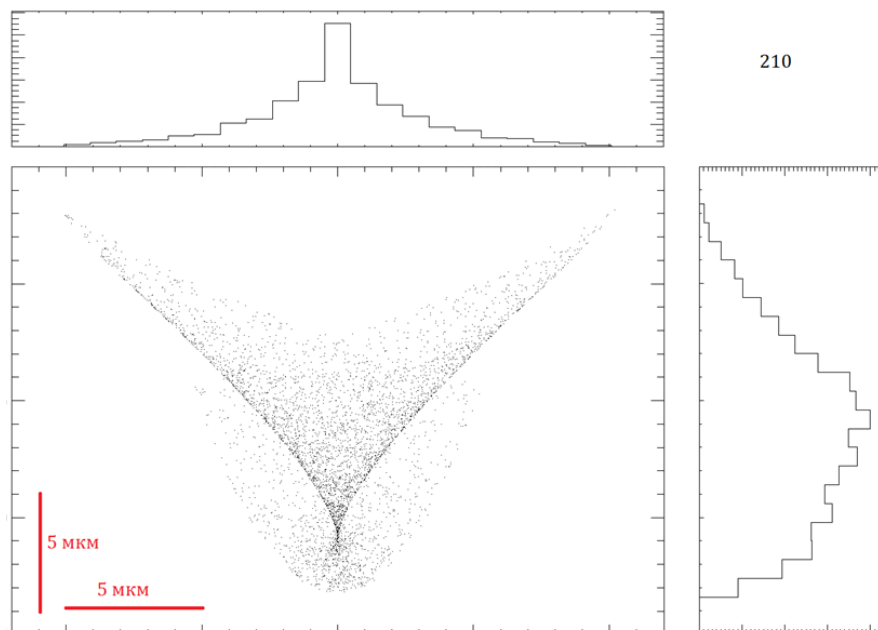


Рисунок 2.6 б

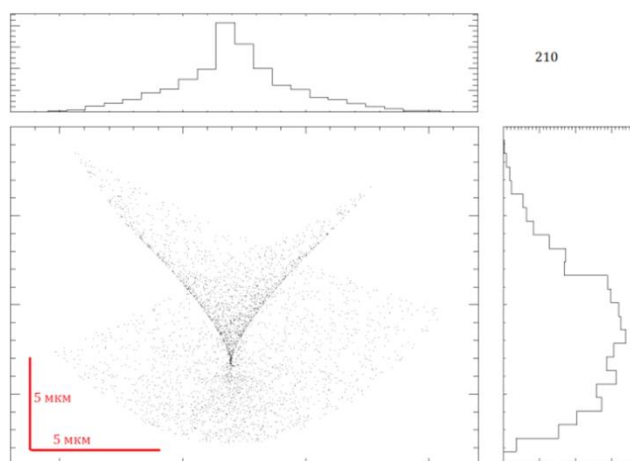


Рисунок 2.6 в

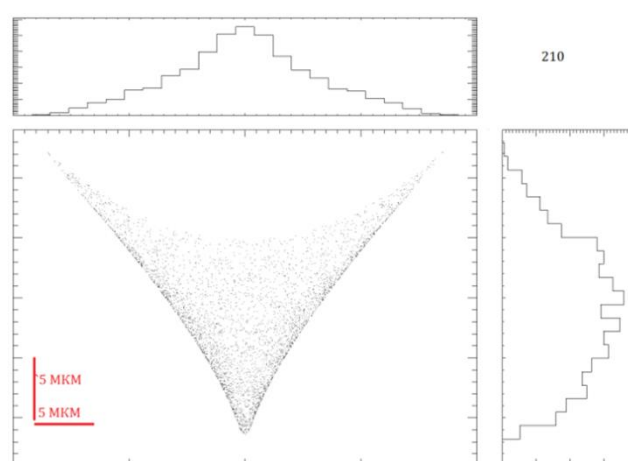


Рисунок 2.6. Изображение точечного монохроматического источника ($120 \text{ \AA}$). Направление дисперсии – вверх. а) Источник находится в главной плоскости, на оптической оси. б) Источник сдвинут на 10 мм, относительно положения (а), в сагиттальном направлении (вдоль щели). в) Источник сдвинут на 2 мм, относительно положения (а), в меридиональном направлении (поперёк щели).

Проведенная трассировка лучей показывает, что размеры изображения точечного источника не превышают 15 мкм по основанию, а по полуширине – не превосходят 7 мкм. Так как в данном спектрографе предполагается использовать стандартный CCD детектор с размером ячейки 13 мкм, то такие изображения можно считать точечными. Таким образом, разработанный нами спектрометр будет обладать и высоким пространственным, и высоким спектральным разрешением.

2.2 Практическая реализация прибора

Для практической реализации прибора был выбран следующий набор параметров:

Исследуемый источник (лазерная плазма) находится перед входной щелью на расстоянии 30 мм. Пучок лучей, прошедший через входную щель, отражается от вогнутого сферического МЗ ($R=10$ м), покрытие которого представляло собой апериодическую структуру с почти равномерным отражением в диапазоне 125–250 Å [51]; угол падения центрального луча пучка составляет с нормалью $\alpha = 7.56^\circ$. Пучок лучей, отраженный от МЗ, направляется на VLS-решетку, установленную под скользящим углом падения. Пространственная частота "штрихов" в центре решетки $p_0 = 600$ линий/мм. Исходя из задаваемого зеркалом спектрального интервала, в расчетах были приняты длины волн для точной фокусировки $\lambda_1 = 144$ Å, $\lambda_2 = 270$ Å, что минимизировало геометрическую расфокусировку в указанном диапазоне, причем на длине волны λ_1 так-же компенсируются аберрации высших порядков; при этом получаем $\varphi_0 = 6.44^\circ$ и $p_1 = 2.37$ мм⁻². Дуга окружности на рисунке 2.7 принадлежит окружности радиуса L_v , проведенной вокруг центра решетки, где L_v – расстояние от центра решетки до вертикального фокуса изображения источника, создаваемого зеркалом. Расстояние от центра решетки до создаваемого зеркалом горизонтального фокуса изображения входной щели равно L_h . В первом порядке дифракции $m = 1$ кривая горизонтального фокуса пересекает дугу окружности вертикального фокуса в двух точках ($\lambda_1 = 144$ Å, $\lambda_2 = 270$ Å). Таким образом, на участке дуги окружности формируется спектр источника с пространственным разрешением в направлении, параллельном входной щели. Обратная линейная дисперсия составляет 5.4 Å/мм в коротковолновой области и 5.8 Å/мм в длинноволновой части спектра. Излучение регистрировалось при помощи матричного ПЗС-детектора (backside-illuminated, 2048 на 1024 ячеек размером 13 мкм) с длиной чувствительной области 27 мм.

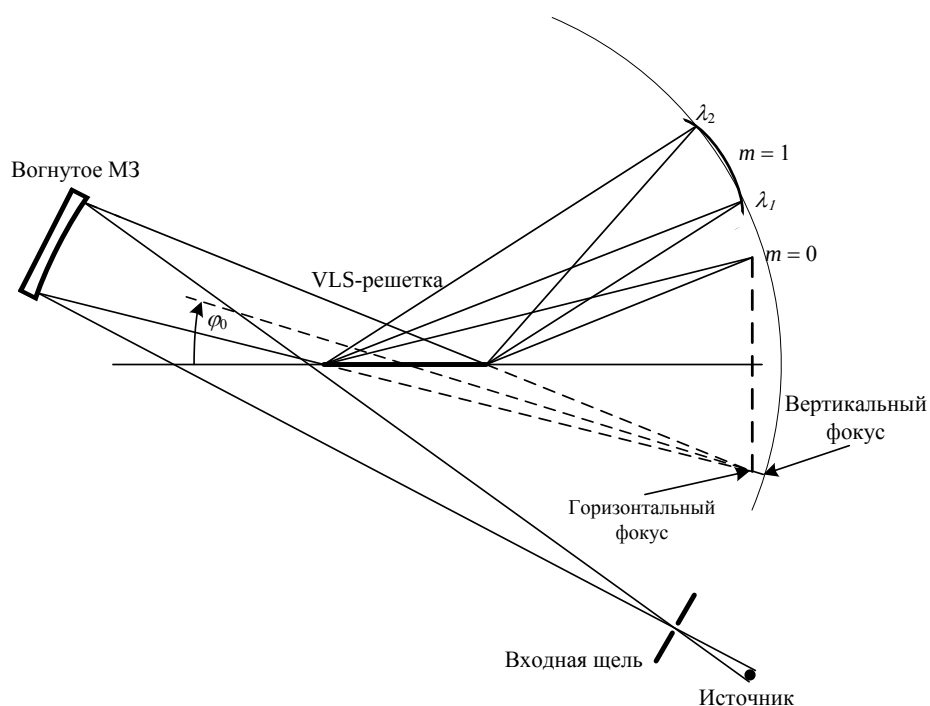


Рисунок 2.7. Схема стигматического спектрометра.

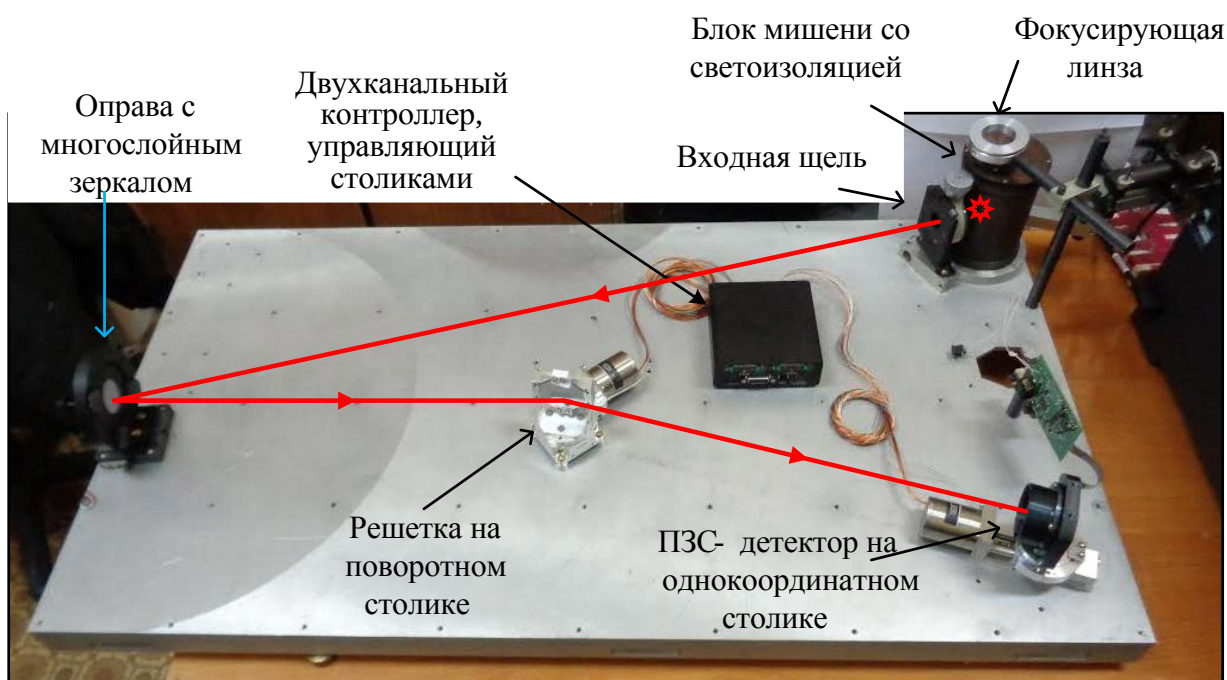


Рисунок 2.8. Фотография стигматического спектрометра.

На рисунке 2.8 представлена фотография спектрометра, элементы которого размещены на дюралевой плите размером 1100×600 мм. Одно из удобств данной схемы спектрометра заключается в том, что вертикальный фокус не зависит от угла падения излучения на решетку, а это значит, что повернув при юстировке

решетку так, чтобы нулевой порядок дифракции падал на детектор, схему можно точно съюстировать в видимом диапазоне, поместив детектор в фокус. Спектральный фокус же зависит от угла падения излучения на решетку, а значит, при не вполне точной сборке прибора, можно добиться спектральной фокусировки на детекторе за счет небольшого поворота решетки. С этой целью оправа с VLS-решеткой крепилась на моторизованный столик вращения, а ПЗС-детектор был закреплен на моторизованном столике поступательного перемещения. Спектрограф помещался в вакуумную камеру ИКАР [52] размером 3.8×0.9 м, откачиваемую до $5 \cdot 10^{-5}$ Торр. Моторизованные столики управлялись с компьютера, на экран которого выводилось также регистрируемое спектральное изображение.

Лазерная плазма создавалась при фокусировке импульса излучения неодимового лазера (0.5 Дж на мишени, 10 нс) на плоскую вращающуюся мишень, поверхность которой лежала в главной плоскости спектрометра. Оптическая схема была рассчитана таким образом, что плоскость детектора совпадала с горизонтальным (спектральным) фокусом изображения входной щели и с вертикальным (пространственным) фокусом изображения лазерной плазмы. Благодаря этому прибор обладал как спектральным, так и пространственным разрешением, давая зависимость интенсивности спектральных линий от расстояния до мишени (до границы света и тени).

Для данного прибора были изготовлены по нашим расчетом требуемого закона частоты штрихов $p(w)$ VLS-решетки двумя различными способами: первый вариант — электронно-лучевой литографией и второй вариант — интерференционной литографией.

Первая VLS решетка изготовлена с помощью электронно-лучевой литографии с последующим плазмохимическим травлением в Центре Коллективного Пользования Московского-Физико-Технического Института (ЦКП МФТИ), г. Долгопрудный. Коэффициент $p_1 = 2.32$ линий/мм², характеризующий градиент частоты штрихов по апертуре, получился достаточно близок к

расчетному (2.37 линий/мм^2), чтобы небольшой коррекцией углов и расстояний можно было съюстировать прибор (Таблица 2.3).

Таблица 2.3. Параметры спектрометра, в зависимости от VLS-решетки: 1 – для расчетной VLS-решетки, 2 – для VLS-решетки, изготовленной в ЦКП МФТИ, электронно-лучевая литография, 3 – для VLS-решетки, изготовленной в НПО ГИПО, интерференционная литография

		1	2	3
Угол падения на зеркало, α		7.59 °	7.59 °	7.59 °
Расстояние источник – щель, x		30 мм	24 мм	30 мм
Первая длина волны с точной фокусировкой, λ_1		144 Å	144 Å	144 Å
Вторая длина волны с точной фокусировкой, λ_2		272 Å	272 Å	272 Å
Угол падения на решетку, φ_0		6.44 °	6.44 °	6.44 °
Угол дифракции на длине волны λ_1 , ψ_0		9.92 °	9.92 °	9.92 °
Расстояние зеркало-решетка, L_g		500 мм	500 мм	461.2 мм
Расстояние горизонтальный фокус зеркала - решетка, L_1		496.7 мм	496.7 мм	535.5 мм
Расстояние вертикальный фокус зеркала - решетка, L_2		491.2 мм	491.2 мм	530.0 мм
Расстояние зеркало - щель, L_s		991.2 мм	991.2 мм	991.2 мм
Параметры закона частоты штрихов VLS-решетки, $p(w) = p_0 + p_1 \cdot w + p_2 \cdot w^2 + \dots$	p_0	600 шт/мм	600 шт/мм	600 шт/мм
	p_1	2.37 шт/мм ²	2.32 шт/мм ²	2.22 шт/мм ²
	p_2	$6.9 \cdot 10^{-3}$ шт/мм ³	$8.3 \cdot 10^{-3}$ шт/мм ³	$8.6 \cdot 10^{-3}$ шт/мм ³
Средняя обратная линейная дисперсия, $1/D$		5.78 Å/мм	5.5 Å/мм	5.35 Å/мм
Разрешающая способность, R		1500	500	1000

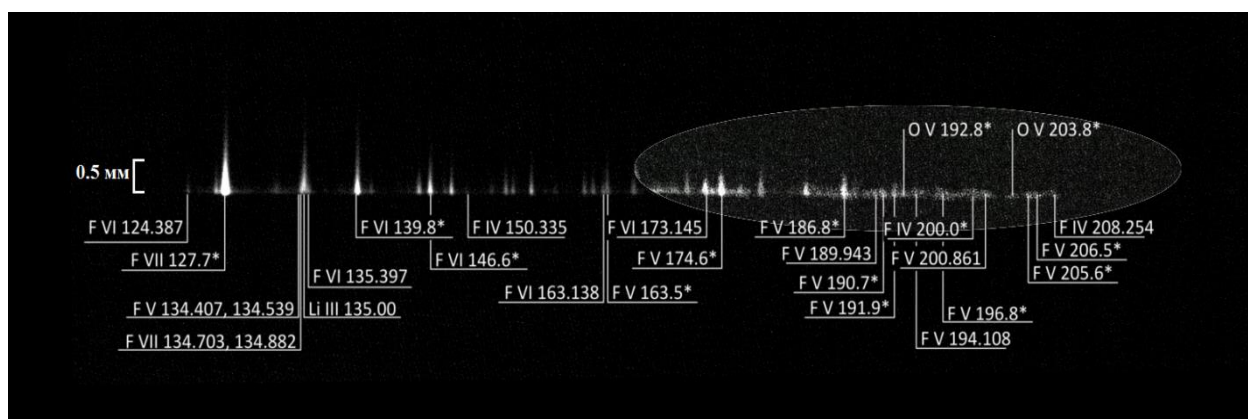


Рисунок 2.9. Участок спектра LiF плазмы зарегистрированный с помощью разработанного стигматического спектрометра с использованием VLS-решетки изготовленной методом электронно-лучевой литографии. (Участок спектра в овале, в правой половине рисунка, имеет увеличенную графическим редактором яркость).

Благодаря стигматичности прибор продемонстрировал высокую световую эффективность: спектр в диапазоне 120–210 Å регистрировался за одну лазерную вспышку (0.5 Дж на мишени) (Рисунок 2.9). Участок спектра на рисунке 2.9 содержит линии ионов Li III и F V–F VII. В спектре мишени LiF наиболее сильная линия (ион F VII, $3d \rightarrow 2p$, дублет 127.65 и 127.80 Å) насыщает те ячейки детектора, на которые приходится излучение приповерхностной (наиболее яркой) плазмы. Второй порядок спектра гораздо слабее первого, что и следовало ожидать при скважности ламинарной решетки около 0.5. С увеличением длины волны интенсивность спектральных линий и чувствительность ПЗС-детектора убывают.

Ширина входной щели составляла 30 мкм. При этом полуширины линий (FWHM) приходятся на четыре ячейки детектора (52 мкм). С учетом обратной линейной дисперсии, составляющей 5.4 Å/мм в коротковолновой области и 5.8 Å/мм в длинноволновой части спектра, это соответствует разрешающей способности ~450 и ~600. Ближайшие линии, уверенно разрешаемые в первом порядке дифракции, это линия 163.138 Å иона F VI и неразрешенная группа линий {163.456, .501, .558, .596 Å} иона F V, что дает $\lambda/\delta\lambda \sim 510$. Таким образом, продемонстрирована спектральная разрешающая способность ~500 (консервативная оценка). Пространственное разрешение (по вертикали),

оцененное на границе света и тени, отвечает двум ячейкам детектора, что составляет 26 мкм.

Вторая VLS-решетка была изготовлена с помощью интерференционной литографии в Государственном Институте Прикладной Оптики, г. Казань (НПО ГИПО).

Главная проблема данной схемы записи, что частота интерференционных линий, а значит и частота штрихов полученной решетки, чувствительна к точности изготовления вспомогательной призмы, а также к расстояниям и углам в схеме записи. В результате, полученная решетка не вполне соответствовала требуемому закону частоты штрихов. В частности, полученный параметр $p_1 = 2.22$ шт/мм². В результате, схему спектрографа пришлось слегка модифицировать, а именно, увеличить расстояние от VLS-решетки до детектора при одновременном уменьшении расстояния от АМЗ до VLS-решетки (Таблица 2.3).

После незначительной модификации спектрометра проведен ряд экспериментов с новой решеткой при той же мишени (рисунок 2.10).

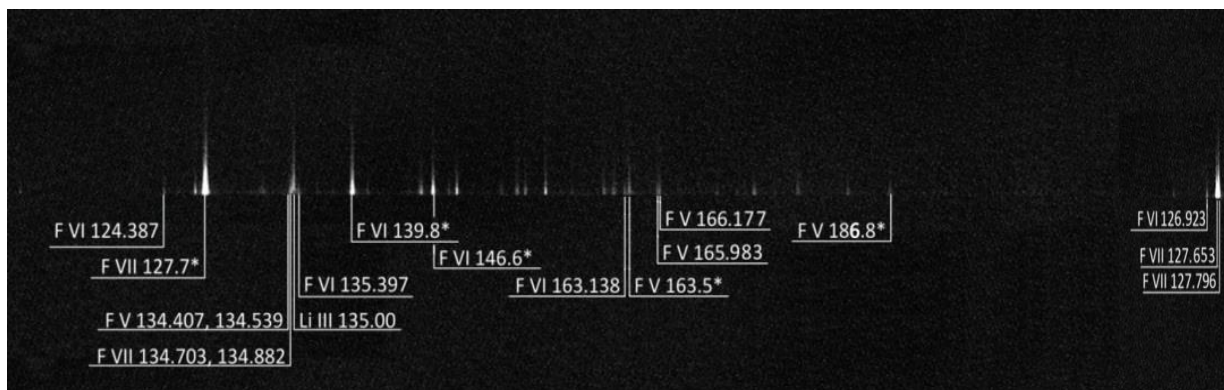


Рисунок 2.10. Участок спектра LiF плазмы зарегистрированный с помощью разработанного стигматического спектрометра с использованием VLS-решетки изготовленной методом интерференционной литографии.

Полученный спектр похож на спектр, полученный с предыдущей решеткой, однако имеются и отличия.

Первое, полученный спектр менее яркий, однако присутствует ярко выраженный второй порядок дифракции. Это связано с профилем штриха полученной решетки. Если у первой решетки – это четко выраженный прямоугольный профиль со скважностью 50%, то у второй решетки профиль получился синусоидальным.

Второе, спектральное разрешение у этого спектра выше, чем у предыдущего. Несмотря на то, что полученный закон отличается от требуемого для первоначальной схемы, но, после модификации схемы, требуемый закон близок к полученному. После небольшого ограничения апертуры решетки, абберации схемы уменьшились до размера ячейки детектора.

Ширина входной щели составляла 30 мкм. При этом полуширины линий (FWHM) приходятся на две ячейки детектора (26 мкм). С учетом обратной линейной дисперсии, составляющей в среднем 5.5 Å/мм, это соответствует разрешающей способности ~900. Пространственное разрешение (по вертикали), оцененное на границе света и тени, отвечает двум ячейкам детектора, что составляет 26 мкм.

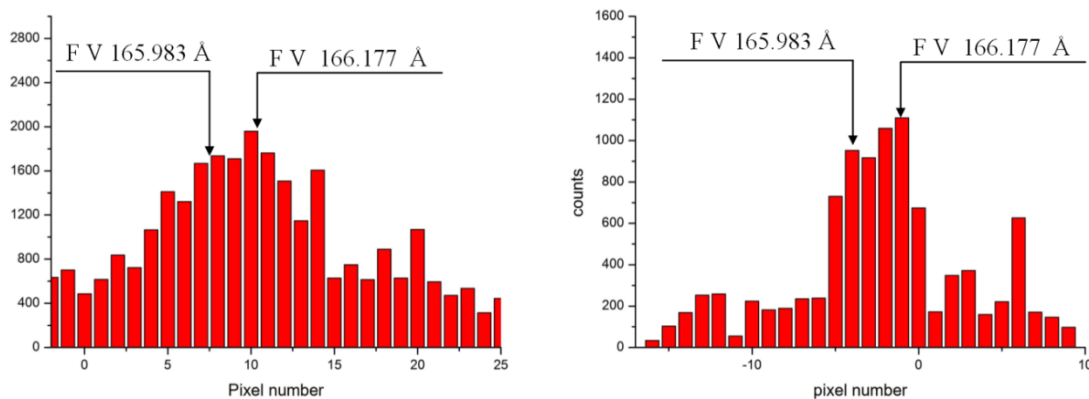


Рисунок 2.11. Гистограммы, представляющие участки спектров LiF плазмы, полученные с использованием VLS-решеток, изготовленных методом электронно-лучевой литографии (слева) и интерференционной литографии (справа). Проведено суммирование по трем ячейкам поперек направления дисперсии.

На рисунке 2.11 продемонстрирован спектр пары линий 165.983 Å и 166.177 Å иона F V, полученный в первом и втором вариантах спектрографа. Видно, что при переходе от решетки, изготовленной методом электронно-лучевой литографии, к решетке, изготовленной методом интерференционной литографии, происходит сужение линий и спектральное разрешение во втором варианте выше.

Для консервативной оценки разрешающей способности второго варианта спектрометра был получен спектр Mg плазмы (рисунок 2.12).

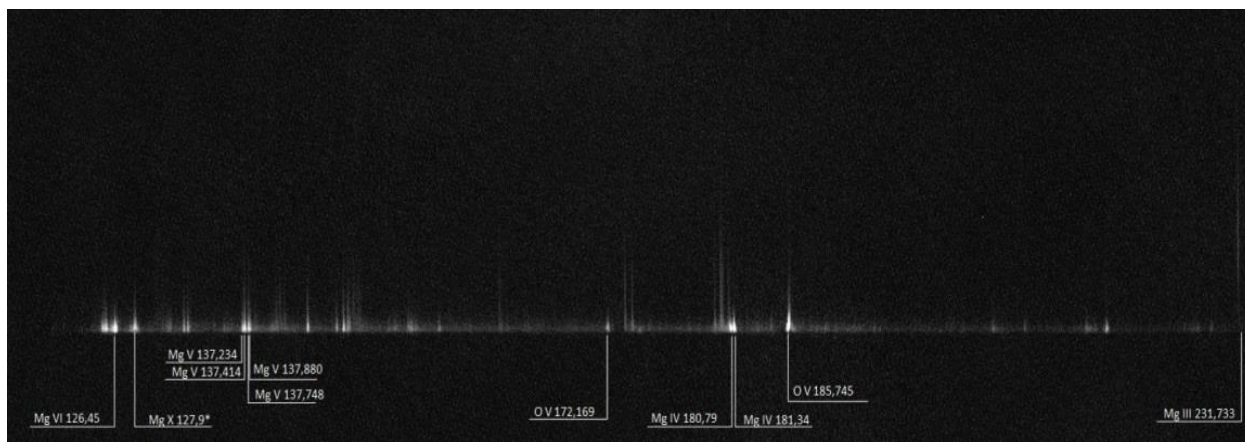


Рисунок 2.12. Участок спектра Mg плазмы зарегистрированный с помощью разработанного стигматического спектрометра с использованием VLS-решетки изготовленной методом интерференционной литографии.

Ширина входной щели также составляла 30 мкм. При этом полуширины линий (FWHM) приходятся на две ячейки детектора (26 мкм). Ближайшие линии, уверенно разрешаемые в первом порядке дифракции, это линия 137.234 Å иона Mg V и линия 137.414 Å иона Mg V, что дает $\lambda/\delta\lambda \sim 760$. При этом пара линий 137.748 Å и 137.808 Å иона Mg V не разрешаются в первом порядке (Рисунок 2.13), но разрешаются во втором порядке дифракции, что демонстрирует разрешающую способность 1000.

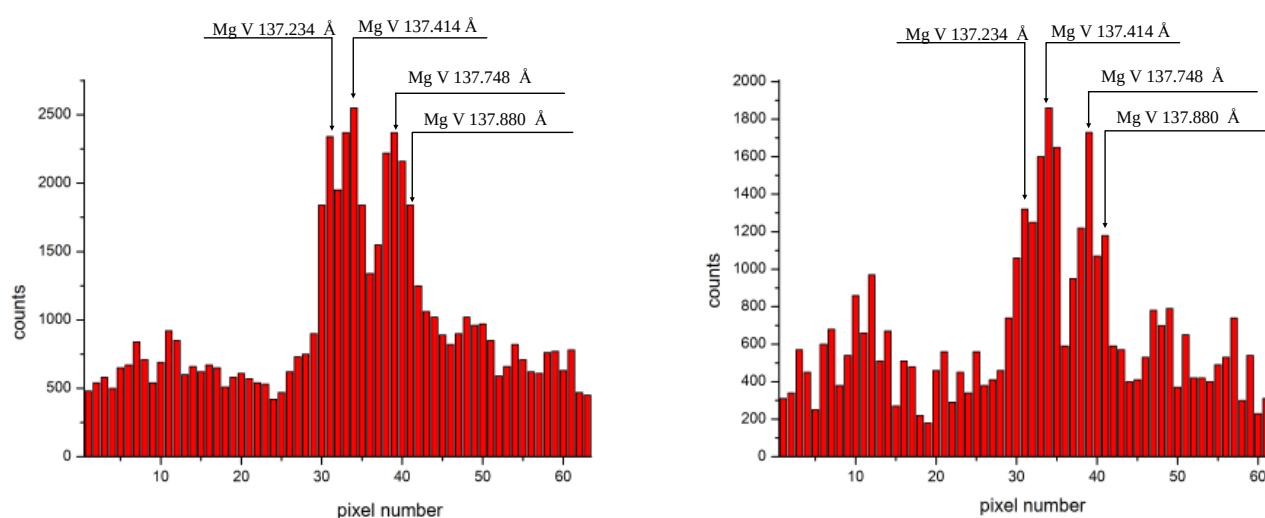


Рисунок 2.13. Гистограммы, представляющие участки спектров Mg плазмы, полученные с использованием VLS-решетки, изготовленной методом интерференционной литографии в первом порядке (слева) и во втором порядке (справа). Проведено суммирование по трем ячейкам поперек направления дисперсии.

2.3 Применение спектрометра для диагностики лабораторной плазмы

Разработанный нами стигматический спектрометр можно использовать, в частности, для диагностики лазерной плазмы. Так, измеряя штарковское уширение линий водородоподобного углерода серии Бальмера можно сделать оценку электронной плотности в плазме. Возможность измерения электронной плотности по штарковскому уширению линий H-подобных ионов подробно рассмотрено в работе [59]. Применительно к переходам серии Бальмера этот вопрос обсуждался в [60]. На рисунке 2.14 представлена область возможных измерений плотности по штарковскому уширению перехода H_β ($4 \rightarrow 2$) водородоподобного иона с зарядом ядра Z . За счет наличия пространственного разрешения прибора, можно получить электронную плотность в разлетающейся плазме в зависимости от расстояния до мишени.

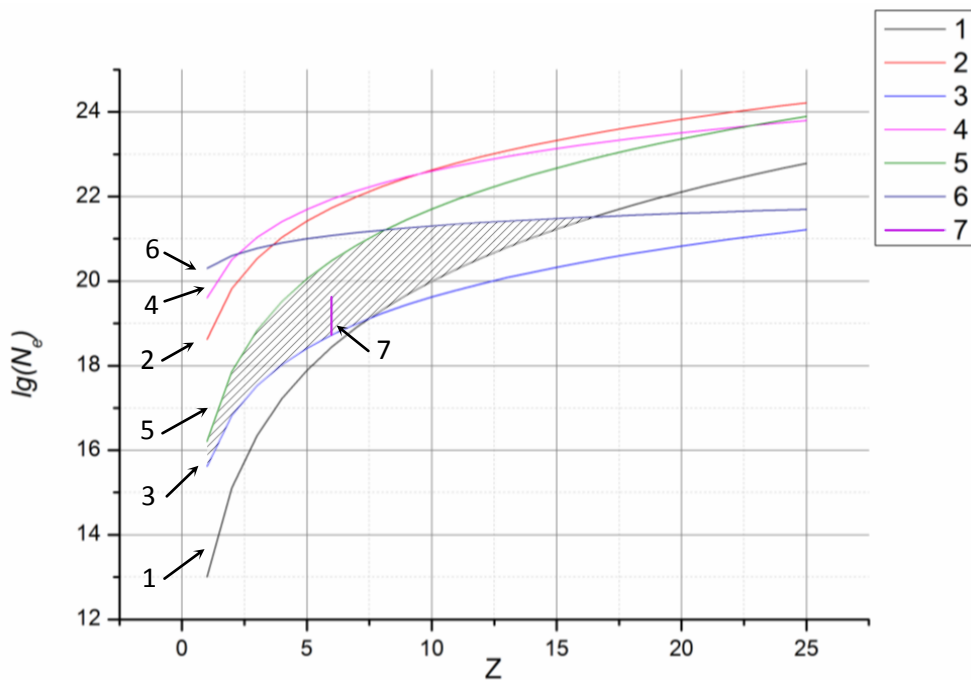


Рисунок 2.14. Область возможных измерений плотности по штарковскому уширению перехода H_β водородоподобного иона с зарядом ядра Z (заштрихованная область). Кривые 1-6 отражают условия, ограничивающие диапазон измерения электронной плотности по штарковскому уширению. 1 – тонкое расщепление уровня $n = 2$; 2 – перекрытие компонент серии Бальмера; 3 – Доплеровское уширение (разлетное); 4 – тормозное поглощение линии H_β ; 5 – поглощение на переходе H_β ; 6 – дебаевская экранировка возмущающих ионов. Отрезок 7 – показывает диапазон полученных в данной работе значений.

Используя разработанный прибор и полиэтиленовую мишень, мы получили спектр $[\text{C}_2\text{H}_2]_n$ плазмы. На рисунке 2.15 представлен участок полученного спектра, содержащий линии ионов С IV, С V, С VI. Интерес представляет линия перехода С VI $4s \rightarrow 2p$ 134,912 Å. На рисунке 2.16 выделен участок спектра, соответствующая этой линии.

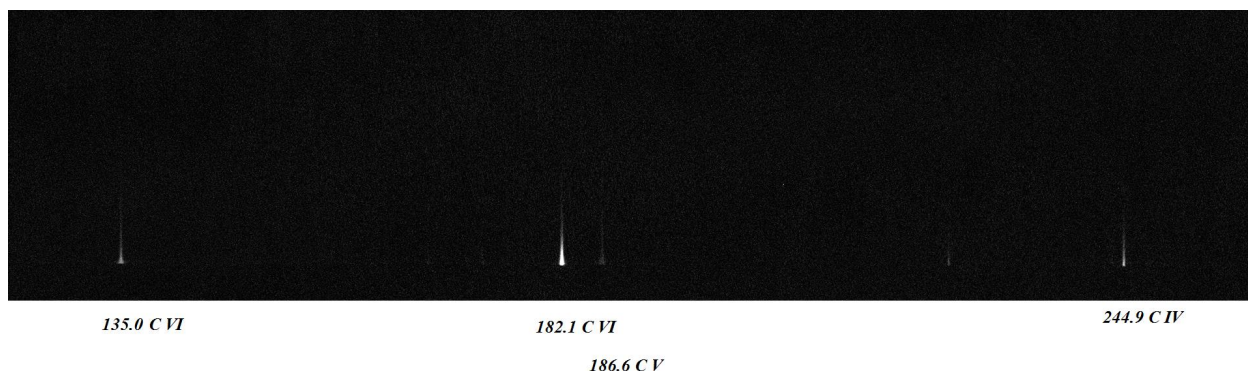


Рисунок 2.15. Участок спектра $[\text{C}_2\text{H}_2]_n$ плазмы зарегистрированный с помощью разработанного стигматического спектрометра с использованием VLS-решетки изготовленной методом интерференционной литографии.

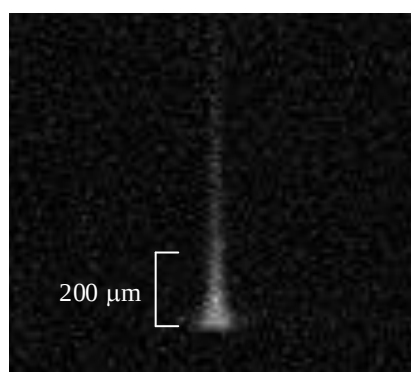


Рисунок 2.16. Уширение линии перехода H_β водородоподобного иона С VI (135 Å, $4 \rightarrow 2$) в зависимости от расстояния до мишени.

Это изображение было обработано и получены профили спектральной линии H_β иона С VI 135 Å, в зависимости от расстояния до мишени, усредненные по высоте 39 мкм (Рисунок 2.17).

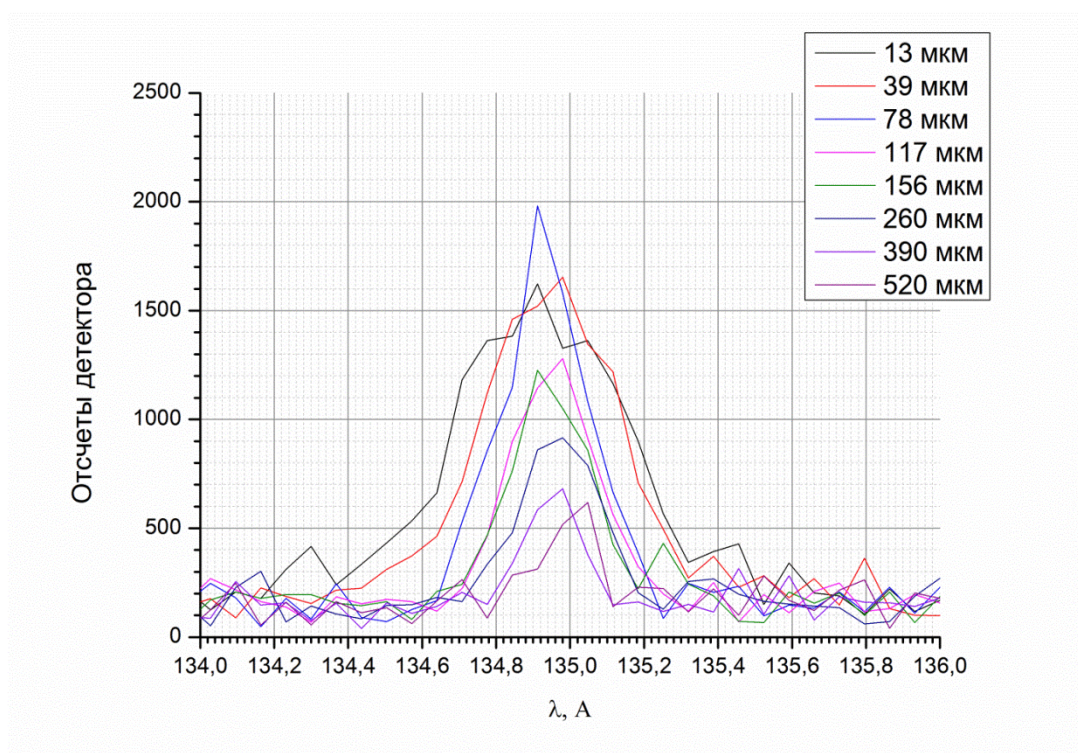


Рисунок 2.17. Профили спектральной линии перехода C VI 135 Å, в зависимости от расстояния до мишени, усредненные по высоте 39 мкм.

Согласно [61], ширина штарковского уширения в зависимости от ионной плотности N_i плазмы описывается соотношением 2.5:

$$\delta\omega_H = 12.5 \cdot (n_1^2 - n_0^2) \cdot N_i^{2/3} \quad (2.5)$$

Строго говоря, формула (2.5) получена для плазмы, содержащей ионы одного типа, что в нашем случае не выполнено. Уточнение для случая плазмы, содержащей ионы разного типа рассмотрено в работе [62]. Уточненная формула имеет вид

$$\delta\omega_H = 12.5 \cdot (n_1^2 - n_0^2) \cdot N_i^{2/3} \frac{\langle Z_i^{3/2} \rangle^{2/3}}{Z_s + 1} \quad (2.6)$$

где Z_i – заряды ионов всех сортов, а Z_s – заряд водородоподобного иона, штарковское уширение перехода которого описывает (2.6). Однако, в нашем случае, разница между полученными значениями по (2.5) и (2.6) – незначительна из-за ионного состава исследуемой плазмы.

Пользуясь формулой (2.5) получаем зависимость электронной плотности плазмы от расстояния до мишени (Рисунок 2.18).

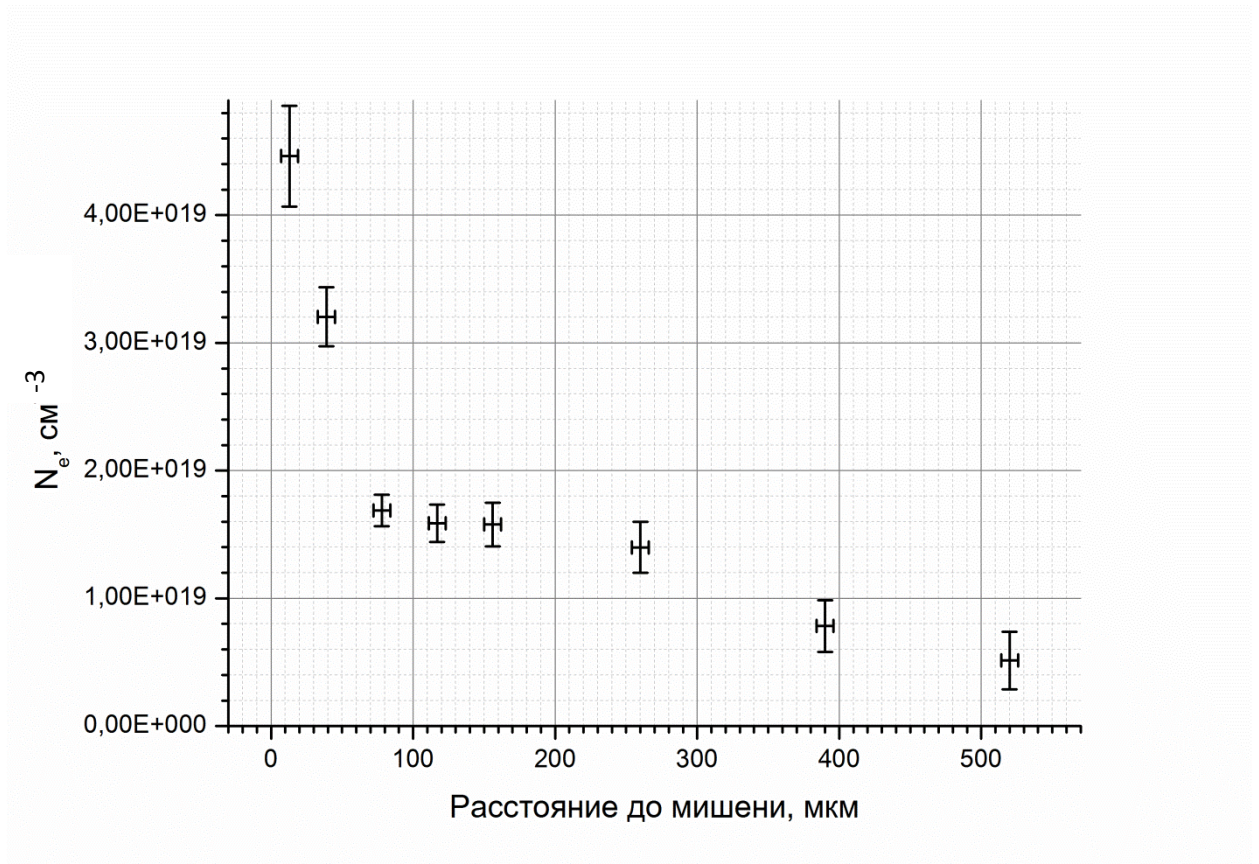


Рисунок 2.18. Зависимость электронной плотности $[\text{C}_2\text{H}_2]_n$ плазмы от расстояния до мишени.

2.4 Основные результаты главы 2

Впервые разработан и рассчитан стигматический спектрометр на основе плоской отражательной дифракционной VLS-решетки скользящего падения и фокусирующего широкополосного (125 – 300 Å) (апериодического) многослойного зеркала нормального падения для достижения одновременно и высокого пространственного, и высокого спектрального разрешения при высокой светосиле прибора. При этом полная компенсация астигматизма достигается на двух длинах волн, а практический стигматизм достигается во всем спектральном диапазоне спектрографа. Компенсация aberrаций высших порядков происходит на одной длине волны.

Произведены модификации оптической схемы спектрометра для учета отклонения закона изменения частоты штрихов от расчетного у изготовленных VLS-решеток.

Создан и испытан оригинальный спектрометр на область 125 – 250 Å на основе фокусирующего сферического Mo/Si зеркала, оптимизированного на равномерное отражение в области 125 – 250 Å, и плоской отражательной VLS-решетки. Спектрометр был реализован в двух вариантах с двумя различными VLS-решетками, изготовленными методом электронно-лучевой литографии и интерференционной литографии. Спектрометры испытаны при регистрации линейчатых спектров многозарядных ионов в лазерной плазме с пространственным разрешением 26 мкм (две ячейки детектора). Продемонстрирован практический стигматизм приборов во всем широком спектральном диапазоне при высокой светосиле прибора (спектры регистрировались за одну лазерную вспышку). Спектральная разрешающая способность составила ~500 в варианте с VLS-решеткой, изготовленной методом электронно-лучевой литографии, и ~1000 в варианте с VLS-решеткой, изготовленной методом интерференционной литографии.

Продemonстрирована возможность применения реализованного спектрометра для диагностики плазмы с пространственным разрешением при регистрации линейчатых спектров многозарядных ионов. А именно, показано, что можно проводить измерения электронной плотности плазмы с пространственным разрешением по штарковскому уширению линии H_{β} ($135 \text{ \AA}$) водородоподобного иона $C \text{ VI}$ в лазерной плазме $[CH_2]_n$.

Основные результаты данной главы доложены на конференциях [A1-A7, A11-A14], опубликованы в работах [Б1, Б2, Б4, Б5] и в главе 8 монографии [В1], из списка публикаций автора, на которых основана данная работа.

Глава 3. Сканирующий спектрометр/монохроматор

В данной главе обсуждается рассчитанный и реализованный сканирующий спектрометр/монохроматор с плоским полем класса Хеттрика–Андервуда на область длин волн $\lambda \sim 50 - 330 \text{ \AA}$. Оптическая схема спектрометра включает в себя фокусирующее сферическое ($R = 6000 \text{ мм}$) зеркало, установленное под скользящим углом 8.34° , и плоскую VLS-решетку скользящего падения, работающую с постоянным углом отклонения 16.68° . Входная и выходная щели неподвижны, фокусное расстояние изменяется незначительно в рабочем спектральном диапазоне. Зарегистрированы спектры лазерной плазмы, возбуждаемой сфокусированным пучком лазера (0.5 Дж, 8 нс, 1.06 мкм). Продемонстрирована спектральная разрешающая способность $\lambda / \delta\lambda = 1300$ на длине волны $182 \text{ \AA}$. Схема данного типа подходит для рефлектометрии и метрологии в мягком рентгеновском диапазоне спектра с использованием лазерно-плазменного и синхротронного источников излучения, а также идеально совместима с современными ПЗС-детекторами.

3.1 Расчет спектрометра

Пусть на плоскую дифракционную решетку с частотой штрихов p_0 падает плоский монохроматический пучок с длиной волны λ_1 под скользящим углом φ_1 и дифрагирует в порядке m под скользящим углом ψ_1 . Эти величины связаны уравнением дифракционной решетки (3.1).

$$\cos(\psi_1) - \cos(\varphi_1) = mp_0\lambda_1 \quad (3.1)$$

При том же положении падающего и дифрагированного пучков повернём решетку на небольшой угол. Теперь на решётку падает плоский монохроматический пучок с длиной волны λ_2 под скользящим углом φ_2 и дифрагирует в порядке m под скользящим углом ψ_2 , при этом $\varphi_1 + \psi_1 = \varphi_2 + \psi_2 = \Omega$ (Рисунок 3.1).

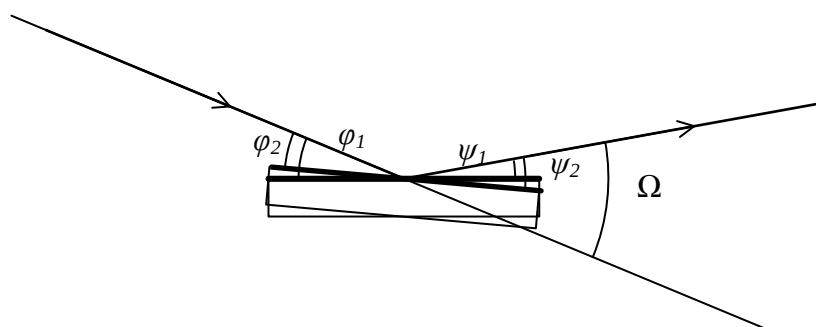


Рисунок 3.1. Поворот решётки без изменения направления входного и выходного излучения.

Таким образом, происходит перестройка длины волны при постоянном направлении падающего и дифрагированного излучения. Связь между длиной волны и углом падения излучения на решетку определяется формулами:

$$\varphi = \frac{\Omega}{2} - \arcsin \frac{mp_0\lambda}{2\sin(\Omega/2)} \text{ и } m\lambda = \frac{2\sin(\Omega/2)\sin(\Omega/2 - \varphi)}{p_0} \quad (3.2)$$

Такая схема решает вопрос постоянного направления падающего и дифрагированного излучения. Для решения вопроса о расстоянии до фокуса дифрагированного излучения будем использовать свойства VLS-решеток.

Пусть частота штрихов решетки меняется вдоль апертуры по закону $p = p_0 + p_1 \cdot w$, где w – координата поперек штрихов. На решетку падает сходящийся пучок с длиной волны λ и расстоянием от центра решетки до фокуса r_h^0 (рисунок 3.2).

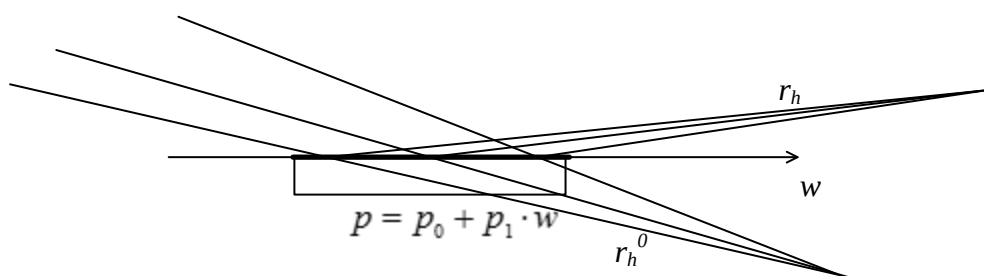


Рисунок 3.2. Изменение фокусного расстояния при дифракции от плоской отражательной VLS-решетки.

Тогда дифрагированное излучение сфокусируется на расстоянии r_h , определяемое формулой (1.23):

$$m\lambda p_1 = \frac{\sin^2 \varphi}{r_h^0} - \frac{\sin^2 \psi}{r_h} \quad (3.3)$$

Потребовав выполнения этого условия для одинаковых p_1 и r_h для двух длин волн, в схеме с поворотом решетки, описанной ранее, то получим жёсткое ограничение на r_h (3.4):

$$r_h = r_h^0 \frac{\sin^2 \psi_1 \cdot \lambda_2 - \sin^2 \psi_2 \cdot \lambda_1}{\sin^2 \varphi_1 \cdot \lambda_2 - \sin^2 \varphi_2 \cdot \lambda_1} \quad (3.4)$$

Также и p_1 перестает быть свободным параметром (3.5):

$$p_1 = \left(\frac{\sin^2 \varphi_1}{r_h^0} - \frac{\sin^2 \psi_1}{r_h} \right) / \lambda_1 \quad (3.5)$$

Т.е. при использовании VLS-решётки у которой коэффициент p_1 удовлетворяет (3.5), а угол падения на решётку отвечает (3.2), получим, что при различных углах поворота решетки излучение на разных длинах волн фокусируется на практически одинаковом расстоянии от решётки и излучение идёт в одном направлении для всех длин волн.

На рисунке 3.3 представлена оптическая схема спектрометра. Фокусирующее зеркало строит горизонтальный фокус входной щели позади VLS-решетки на расстоянии r от ее центра. В режиме монохроматора на месте детектора ставится выходная щель. Под углом отклонения понимается сумма скользящих углов падения и дифракции $\varphi + \psi$ (Рисунок 3.1). Используется внешний порядок дифракции. Частота штрихов на апертуре решетки описывается полиномом $p(w) = p_0 + p_1 w + p_2 w^2 + p_3 w^3 \dots$, где p_0 – частота линий решетки в ее центре, p_1 модифицирует спектральную фокальную кривую, а коэффициенты p_2

и p_3 подавляют меридиональную кому и сферическую абберацию, соответственно.

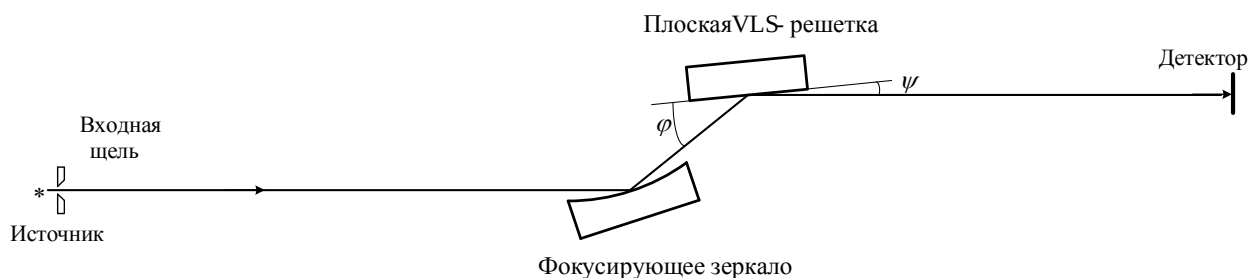


Рисунок 3.3. Схема разработанного сканирующего спектрометра. Входная щель находится на круге Роуланда, связанном с зеркалом.

3.2 Практическая реализация сканирующего спектрометра

В Таблице 3.1 собраны параметры VLS-спектрометра, реализованного в настоящей работе. В качестве $\lambda_{1,2}$ были выбраны длины волн 140 и 273 Å. Выбор внешнего порядка дифракции обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, в схеме с постоянным углом отклонения переход к более коротким длинам волн происходит при уменьшении скользящего угла падения на решетку φ , позволяя поддерживать коэффициент отражения на достаточно высоком уровне. Во-вторых, во внешнем порядке дифракции более сильная дисперсия, что позволяет реализовать более высокую практическую разрешающую способность, учитывая конечный размер ячейки ПЗС-детектора (13.5 мкм).

При фиксированных углах поворота VLS-решетки, спектральная фокальная кривая имеет малую кривизну и может аппроксимироваться отрезком прямой в довольно широком спектральном интервале, так что схема может рассматриваться как сканирующий спектрометр с плоским полем. Кроме того, при этом центральный дифрагирующий луч составляет с фокальной кривой угол, близкий к 90° , делая схему идеально совместимой с современными ПЗС-детекторами.

На рисунке 3.4 показана ширина изображения точечного источника, обусловленная геометрической расфокусировкой при сканировании. Видно, что

ширина изображения не превосходит размер ячейки детектора в диапазоне длин волн $\lambda < 330 \text{ \AA}$. Это означает, что практическая коротковолновая граница спектрального рабочего диапазона ограничена лишь коэффициентами отражения зеркала и VLS-решетки, а также яркостью источника.

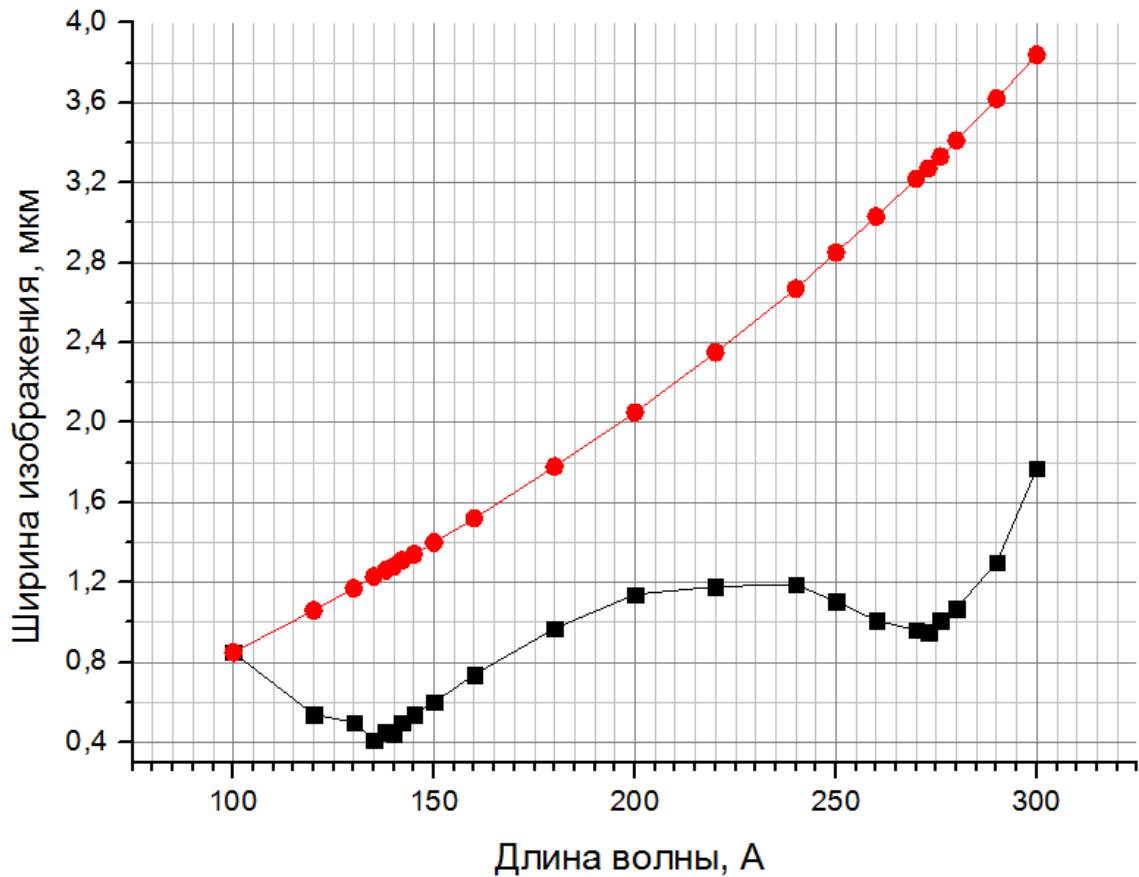


Рисунок 3.4. Ширина изображения точечного источника, полученная с помощью трассировки лучей (черные квадраты). Видно, что ширина этих изображений не превосходит дифракционной ширины (красные кружки).

Таблица 3.1. Параметры VLS-спектрометра.

Длина волны строгой фокусировки λ_1 , Å	140
Угол падения на решетку φ_1 , соответствующий λ_1	10°
Угол дифракции ψ_1 , соответствующий λ_1	6.68°
Длина волны строгой фокусировки λ_2 , Å	273
Угол падения на решетку φ_2 , соответствующий λ_2	11.58°
Угол дифракции ψ_2 , соответствующий λ_2	5.10°
Расстояние решетка–детектор, мм	532.6
Расстояние решетка–фокус сходящегося пучка от зеркала, мм	533.7
Частота штрихов в центре апертуры VLS-решетки p_0 , мм ⁻¹	600
Коэффициент p_1 , мм ⁻²	2.22
Коэффициент p_2 , мм ⁻³	6×10^{-3}
Обратная линейная дисперсия на длине волны λ_1 , Å/мм	3.6
Разрешающая способность на λ_1 , соответствующая двум ячейкам детектора (27 мкм)	1500
Скользкий угол падения на зеркало, равный половине угла отклонения решеткой	8.34°
Радиус сферического зеркала, мм	6000
Расстояние между центрами зеркала и решетки, мм	336.7
Расстояние входная щель–зеркало, мм	870.4

Качество фокусировки проверялось методом численной трассировки лучей путем построения спектральных изображений точечного источника на различных длинах волн. Правильность аналитических расчетов при этом была подтверждена.

Спектрометр был испытан при регистрации линейчатых спектров многозарядных ионов, возбуждаемых импульсами неодимового лазера (0.5 Дж, 8 нс, 1.06 мкм).

На рисунке 3.5 представлена обзорная спектрограмма магниевой плазмы, полученная “сшивкой” десятка спектрограмм, зарегистрированных при различных углах поворота VLS-решетки. Угловое увеличение в схеме зависит от угла поворота решетки и изменяется от 1.5 (при $\lambda = 140 \text{ \AA}$) до 2.3 (при $\lambda = 273 \text{ \AA}$). Из-за этого входная щель проецируется на этих длинах волн на отрезки шириной в 1.5 и 2.3 раза больше ширины щели. Потери разрешающей способности не происходит, когда щель проецируется на одну ячейку детектора (13.5 мкм), значит ширина щели на вышеупомянутых длинах волн должна составлять около 9 и 6 мкм, соответственно. В этом случае разрешающая способность определяется пространственным разрешением детектора и составляет несколько тысяч.

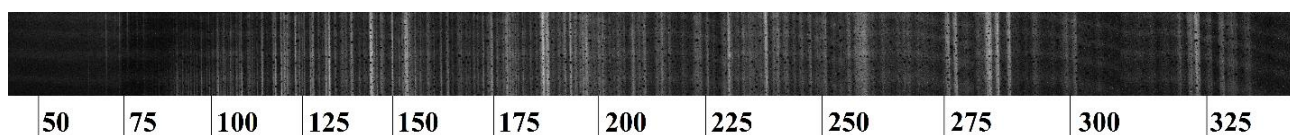


Рисунок 3.5. Обзорная спектрограмма магниевой плазмы. Указаны значения ($m\lambda$) в Ангстремах. Входная щель составляла 30 мкм, проецируясь на детекторе в интервалы 45 и 70 мкм в коротковолновой ($\lambda = 140 \text{ \AA}$) и длинноволновой ($\lambda = 273 \text{ \AA}$) частях спектра, соответственно. Ширины линий и разрешаемые пары линий свидетельствуют о разрешающей способности порядка 1000.

На Рисунке 3.6 показан участок спектра плазмы, полученный при облучении мишени LiF, а на рисунке 3.7 – контур линии H_α иона C VI, демонстрирующий тонкую структуру линии и разрешающую способность 1300. Для уменьшения доплеровского уширения и наблюдения тонкой структуры, плазма сдвигалась с оси спектрометра, так что в приемный угол спектрографа

входил только край конуса разлета, для которого величина доплеровского уширения в направлении оси меньше, чем для центральной области плазмы.

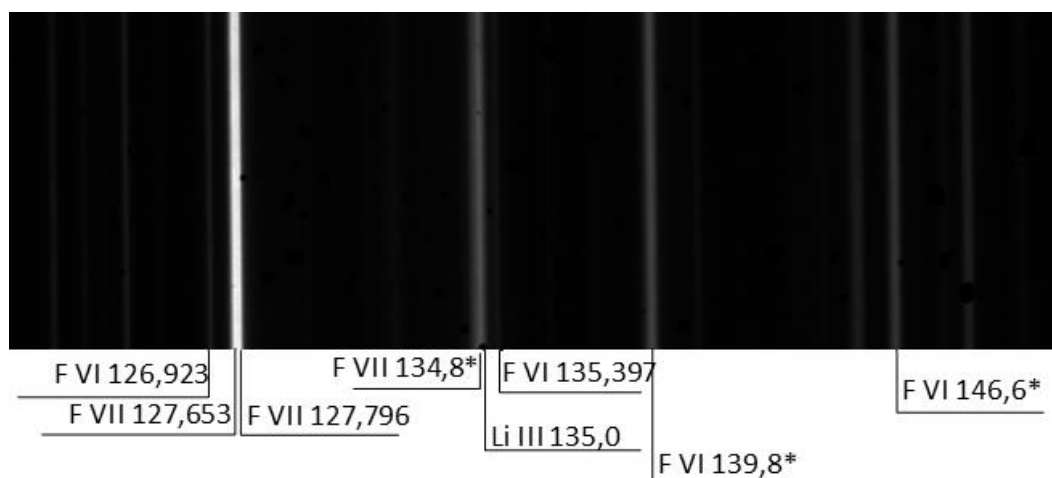


Рисунок 3.6. Участок спектра плазмы, полученный при облучении мишени LiF. Астериском (*) обозначены неразрешенные группы линий.

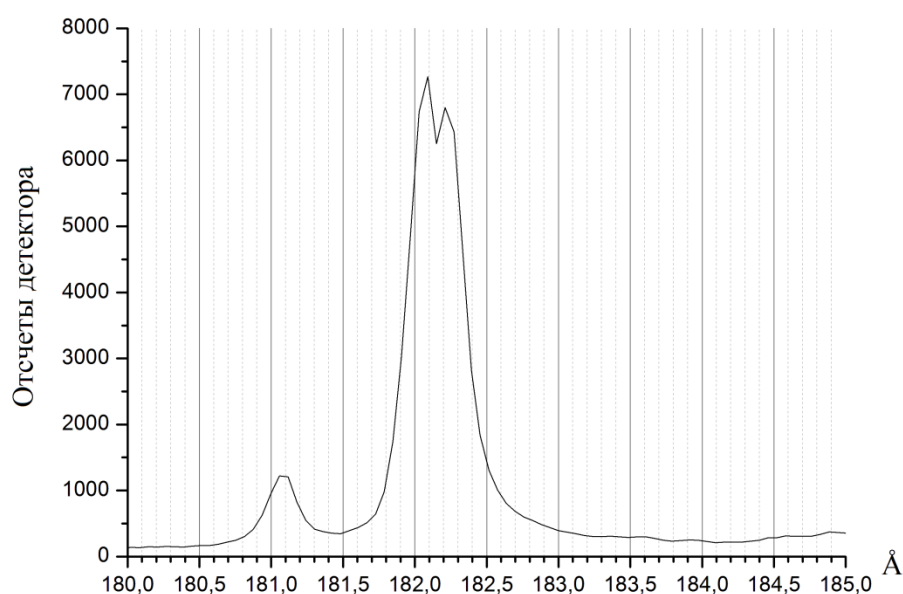


Рисунок 3.7. Контур бальмеровской линии H_{α} иона C VI. Удаётся разрешить тонкую структуру линии ($0.14 \text{ \AA}$), что свидетельствует о разрешающей способности 1300 в данной области спектра. Ширина входной щели составляла 10 мкм. В районе $181 \text{ \AA}$ находится неразрешенная группа линий ионов кислорода.

3.3 Основные результаты главы 3

Рассчитан, создан и испытан первый отечественный спектрометр/монокроматор класса Хеттрика–Андервуда с постоянным углом отклонения излучения на основе плоской отражательной VLS-решетки скользящего падения и фокусирующего зеркала скользящего падения. Прибор может использоваться либо как монокроматор, либо как сканирующий спектрометр с плоским полем, у которого при фиксированном угле поворота решетки ширина рабочего спектрального диапазона составляет несколько десятков ангстрем.

Основные результаты данной главы доложены на конференциях [A8, A10], опубликованы в работах [Б3, Б7] и в главе 8 монографии [В1], из списка публикаций автора, на которых основана данная работа.

Заключение

Настоящая работа посвящена разработке новых рентгенооптических элементов (плоских VLS-решеток) и спектральных приборов на их основе для мягкого рентгеновского диапазона спектра 50 – 300 Å для проведения с их помощью спектральных исследований лабораторной плазмы.

Все поставленные задачи были успешно решены и привели к следующим результатам:

1. В диссертации описаны теоретические расчеты, проведенные автором, а также выполненные им экспериментальные измерения, которые привели к созданию нового типа стигматических спектрометров для МР области спектра на основе плоской отражательной VLS-решетки скользящего падения и вогнутого аperiodического многослойного зеркала нормального падения, оптимизированного на равномерное отражение. Разработанный спектрометр продемонстрировал высокое спектральное разрешение ~ 1000 и пространственное разрешение на уровне 26 мкм в рабочем спектральном диапазоне и высокой светосиле (приемный угол на уровне $3 \cdot 10^{-4}$ ср) в области 125 – 250 Å.

2. Разработан и создан первый отечественный сканирующий спектрометр/монокроматор класса Хеттрика-Андервуда на основе плоской отражательной VLS-решетки. Прибор продемонстрировал высокое спектральное разрешение ~ 1300 . Основное преимущество схемы заключается в постоянном фокусном расстоянии и неизменном направлении входного/выходного излучения при перестройке длины волны.

3. Разработанные спектрометры были испытаны при регистрации линейчатых спектров лазерной плазмы. Были получены и расшифрованы линейчатые спектры плазмы Mg, LiF, $[C_2H_2]_n$.

4. С помощью разработанного стигматического спектрометра проведено измерение плотности электронов в разлетающейся лазерной плазме по штарковскому уширению линии H_β (135 Å) водородоподобного иона C VI в

лазерной плазме $[\text{CH}_2]_n$. Полученная электронная плотность составляет $4.5 - 0.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, в зависимости от расстояния до мишени (20 – 500 мкм).

5. Выполнен анализ поведения фокальных поверхностей МР-спектрометров при изменении параметров оптической схемы и VLS-решетки. Проанализированы возможности для компенсации меридиональной комы и сферической аберрации. В основе этого анализа стоит представление функции частоты штрихов от координаты $p(w)$ в виде $p(w) = p_0 + p_1 w + p_2 w^2 + p_3 w^3 + \dots$, где коэффициент p_0 отвечает за направление дифракции, коэффициент p_1 за фокусировку и коэффициенты p_2 и p_3 за компенсацию аберраций.

6. Рассмотрены возможные технологии для изготовления первых отечественных VLS-решеток МР-диапазона: электронно-лучевая литография и интерференционная литография. Созданы первые отечественные VLS-решетки для МР диапазона спектра. Решетки изготовлены методом электронной литографии (ЦКП-МФТИ, Долгопрудный) и методом интерференционной литографии (ГИПО, Казань). Технологии изготовления имеют свои особенности, которые необходимо учитывать. В случае с интерференционной литографией, закон изменения частоты штрихов может отличаться от расчетного. В этом случае приходится модифицировать схему спектрометра, в которой предполагается её использование. В случае с VLS-решеткой, изготовленной методом электронно-лучевой литографии, разрешение, которое обеспечивает решетка в схеме спектрометров, ниже в 1.5 – 2 раза. Развитие данных технологий может уменьшить влияние этих особенностей.

7. Развита методы расчета, оптимизации и конструирования VLS спектрометров различных типов с плоской VLS-решеткой, включая аналитические расчеты и построение спектральных изображений методом численной трассировки лучей, а также юстировку в видимом диапазоне и окончательную юстировку при регистрации линейчатых МР-спектров многозарядных ионов в плазме. Накопленный опыт позволяет разрабатывать специализированные VLS-спектрометры, учитывающие специфику научной задачи и источника излучения.

Благодарности

Работа была выполнена в Отделе спектроскопии Отделения оптики Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) под руководством в. н. с. ФИАН д. ф.-м. н. Евгения Николаевича Рагозина, которому автор желает выразить глубокую благодарность.

Теоретические обсуждения и эксперименты в данной работе проводились в тесном сотрудничестве с Колесниковым Алексеем Олеговичем и Вишняковым Евгением Александровичем, который является также и научным консультантом. Автор выражает им глубокую благодарность.

Автор благодарит своих соавторов А.А. Белокопытова, В.В. Кондратенко, А.А. Кузина, М.С. Лугинина, Э.Р. Муслимова, Д.В. Негрова, А. С. Пирожкова и П.В. Сасорова.

Автор благодарит А.Ю. Кунцевича и М.И. Банникова за предоставленную возможность и совместную работу на атомно-силовом микроскопе для получения профиля поверхности VLS-решетки. Автор выражает свою признательность Р.А. Хмельницкому, который получил снимки поверхности VLS-решетки, изготовленной методом интерференционной литографии, на сканирующем электронном микроскопе.

Отдельная благодарность Савинову Сергею Юрьевичу, зам. зав. кафедры Электрофизики факультета Проблем физики и энергетики МФТИ (ГУ).

Список цитируемой литературы.

1. Costello J. T., Mosnier J. P., Kennedy E. T., Carroll P. K. & O'Sullivan G. X-UV absorption spectroscopy with laser-produced plasmas: a review //Physica Scripta. – 1991. – Т. 34. – С. 77.
2. Козырев А. П., Шарков Б. Ю. Введение в физику лазерной плазмы. //Москва: МИФИ – 1980.
3. Attwood D., Sakdinawat A. X-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications. //Cambridge university press – 2017.
4. Bowyer S., Lampton M., Lewis J., Wu X., Jelinsky P. & Malina R. F.. The second extreme-ultraviolet explorer source catalog //The Astrophysical Journal Supplement Series. – 1996. – Т. 102. – С. 129.
5. Naulleau P., Goldberg K. A. and Anderson E. H.. Sub-70 nm extreme ultraviolet lithography at the advanced light source static microfield exposure station using the engineering test stand set-2 optic //Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. – 2002. – Т. 20. – №. 6. – С. 2829-2833.
6. Zhithik I. A., Kuzin S. V., Sobel'man I. I., Bugaenko O. I., Ignat'ev A. P., Mitrofanov A. V., Oparin S. N., Pertsov A. A., Slemzin V. A., Sukhodrev N. K., and Urnov A. M.. Main results of the SPIRIT experiment onboard the CORONAS-F satellite //Solar System Research. – 2005. – Т. 39. – №. 6. – С. 442-452.
7. Kuzin S.V., Zhitnik I.A., Shestov S.V., Bogachev S.A., Bugaenko O.I., Ignat'ev A.P., Pertsov A.A., Ulyanov A.S., Reva A.A., Slemzin V.A., Sukhodrev N.K., Ivanov Yu.S., Goncharov L.A., Mitrofanov A. V., Popov S.G., Shergina T.A., Solov'ev V.A., Oparin S.N., Zykov A.M.. The TESIS experiment on the CORONAS-PHOTON spacecraft //Solar System Research. – 2011. – Т. 45. – №. 2. – С. 162-173.

8. Барышева М. М., Пестов А. Е., Салашенко Н. Н., Торопов М. Н., Чхало Н. И.. Прецизионная изображающая многослойная оптика для мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов //Успехи физических наук. – 2012. – Т. 182. – №. 7. – С. 727-747.
9. Samson J. A. R. Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy //New York: John Wiley & Sons – 1967.
10. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Вакуумная спектроскопия и ее применение. //Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. – 1976.
11. Rowland H. A. LXI. Preliminary notice of the results accomplished in the manufacture and theory of gratings for optical purposes //The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1882. – Т. 13. – №. 84. – С. 469-474.
12. Mack J. E., Stehn J. R., Edlen B. On the concave grating spectrograph, especially at large angles of incidence //Journal of the Optical Society of America. – 1932. – Т. 22. – №. 5. – С. 245-264.
13. Эдлен Б. Измерение длин волн в вакуумной ультрафиолетовой области спектра //Успехи физических наук. – 1966. – Т. 89. – №. 7. – С. 483-510.
14. Cornu A. Verifications numeriques relatives aux proprietes focales des reseaux diffringents plans. – 1893.
15. Герасимов Ф.М., Яковлев Э.А., Пейсахсон И.В., Кошелев Б.В. Вогнутые дифракционные решетки с переменным шагом //Оптика и спектроскопия. – 1970 – Т.28 – № 4. – С.790-795.
16. Harada T., Moriyama S., Kita T. Mechanically ruled stigmatic concave gratings //Japanese Journal of Applied Physics. – 1975. – Т. 14. – №. S1. – С. 175.
17. Dunn J., Magee E. W., Shepherd R., Chen H., Hansen S. B., Moon S. J., Brown G. V., Gu M.-F., Beiersdorfer P., and Purvis M. A.. High resolution soft x-ray

- spectroscopy of low Z K-shell emission from laser-produced plasmas //Review of Scientific Instruments. – 2008. – T. 79. – №. 10. – C. 10E314..
18. Harada T., Sakuma H., Takahashi K., Watanabe T., Hara H., & Kita T.. Design of a high-resolution extreme-ultraviolet imaging spectrometer with aberration-corrected concave gratings //Applied optics. – 1998. – T. 37. – №. 28. – C. 6803-6810.
 19. Hettrick M. C., Bowyer S. Variable line-space gratings: new designs for use in grazing incidence spectrometers //Applied optics. – 1983. – T. 22. – №. 24. – C. 3921-3924.
 20. Hettrick M. C., Bowyer S., Malina R. F., Martin C., & Mrowka S.. Extreme ultraviolet explorer spectrometer //Applied optics. – 1985. – T. 24. – №. 12. – C. 1737-1756.
 21. Miyake A., Miyachi T., Amemiya M., Hasegawa T., Ogushi N., Yamamoto T., Masaki F. & Watanabe, Y.. LPP-based reflectometer for characterization of EUV lithography systems //Proc. Emerging Lithographic Technologies VII. – International Society for Optics and Photonics – 2003. – T. 5037. – C. 647-655.
 22. Underwood J. H., Gullikson E. M., Koike M., & Mrowka S.. Experimental comparison of mechanically ruled and holographically recorded plane varied-line-spacing gratings //Proc. Gratings and Grating Monochromators for Synchrotron Radiation. – International Society for Optics and Photonics – 1997. – T. 3150. – C. 40-46.
 23. Underwood J. H., Attwood D. T. Renaissance of x-ray optics //Physics Today. – 1984. – T. 37. – №. 4. – C. 44-61.
 24. Hettrick M. C., Underwood J. H., Batson P. J., & Eckart M. J.. Resolving power of 35,000 (5 mA) in the extreme ultraviolet employing a grazing incidence spectrometer //Applied optics. – 1988. – T. 27. – №. 2. – C. 200-202.

25. Фаенов А. Я., Окс Е. А., Далимиер Э., Скобелев И. Ю., Пикуз С. А., Пикуз Т. А., Жвания И. А., Фукуда Ю., Андреев А., Кога Д., Сакаки Х., Котаки Х., Пирожков А., Сакаки, Х.. Рентгеноспектральная диагностика генерации гармоник лазерного излучения при взаимодействии релятивистских фемтосекундных лазерных импульсов с кластерами //Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №. 4. – С. 338-341.
26. Pirozhkov A. S., Kando M., Esirkepov T. Zh., Gallegos P., Ahmed H., Ragozin E. N., Faenov A. Ya., Pikuz T. A., Kawachi T., Sagisaka A., Koga J. K., Coury M., Green J., Foster P., Brenner C., Dromey B., Symes D.R., Mori M., Kawase K., Kameshima T., Fukuda Y., Chen L., Daito I., Ogura K., Hayashi Y., Kotaki H., Kiriyaama H., Okada H., Nishimori N., Imazono T., Kondo K., Kimura T., Tajima T., Daido H., Rajeev P., McKenna P., Borghesi M., Neely D., Kato Y., and Bulanov S. V.. Soft-x-ray harmonic comb from relativistic electron spikes //Physical review letters. – 2012. – Т. 108. – №. 13. – С. 135004.
27. Kando M., Pirozhkov A. S., Kawase K., Esirkepov T. Zh., Fukuda Y., Kiriyaama H., Okada H., Daito I., Kameshima T., Hayashi Y., Kotaki H., Mori M., Koga J. K., Daido H., Faenov A. Ya., Pikuz T., Ma J., Chen L.-M., Ragozin E. N., Kawachi T., Kato Y., Tajima T., and Bulanov S. V.. Enhancement of photon number reflected by the relativistic flying mirror //Physical review letters. – 2009. – Т. 103. – №. 23. – С. 235003.
28. Zastra U., Fortmann C., Fäustlin R. R., Cao L. F., Döppner T., Düsterer S., Glenzer S. H., Gregori G., Laarmann T., Lee H. J., Przystawik A., Radcliffe P., Reinholz H., Röpke G., Thiele R., Tiggesbäumker J., Truong N. X., Toleikis S., Uschmann I., Wierling A., Tschentscher T., Förster E., and Redmer R.. Bremsstrahlung and line spectroscopy of warm dense aluminum plasma heated by xuv free-electron-laser radiation //Physical Review E. – 2008. – Т. 78. – №. 6. – С. 066406.

29. Pirozhkov A. S., Esirkepov T. Zh., Pikuz T. A., Faenov A. Ya., Ogura K., Hayashi Y., Kotaki H., Ragozin E. N., Neely D., Kiriya H., Koga J. K., Fukuda Y., Sagisaka A., Nishikino M., Imazono T., Hasegawa N., Kawachi T., Bolton P. R., Daido H., Kato Y., Kondo K., Bulanov S. V. & Kando M.. Burst intensification by singularity emitting radiation in multi-stream flows //Scientific reports. – 2017. – Т. 7. – №. 1. – С. 1-10.
30. Пирожков А. С., Рагозин Е. Н. Аперриодические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения //Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185. – №. 11. – С. 1203-1214..
31. Вишняков Е. А., Каменец Ф. Ф., Кондратенко В. В. и др. Аперриодические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения //Квантовая электроника. – 2012 – Т. 42 – № 2,. – С. 143-152.
32. Kowalski M. P., Seely J. F., Cruddace R. G., Rife J. C., Brown C. M., Doschek G. A., Feldman U., Barbee Jr. T. W., Hunter W. R., Holland G. E., & Boyer C. N. High-resolution EUV spectroscopy: performance of spherical multilayer-coated gratings operated at near normal incidence //Proc. Space Astronomical Telescopes and Instruments II. – International Society for Optics and Photonics – 1993. – Т. 1945. – С. 164-175.
33. Tousey R., Bartoe J. D., Brueckner G. E., & Purcell J. D. Extreme ultraviolet spectroheliograph ATM experiment S082A //Applied optics. – 1977. – Т. 16. – №. 4. – С. 870-878.
34. Fuchs O., Weinhardt L., Blum M., Weigand M., Umbach E., Bär M., Heske C., Denlinger J., Chuang Y.-D., McKinney W., Hussain Z., Gullikson E., Jones M., Batson P., Nelles B., and Follath R.. High-resolution, high-transmission soft x-ray spectrometer for the study of biological samples //Review of Scientific Instruments. – 2009. – Т. 80. – №. 6. – С. 063103.

35. Warwick, T., Chuang, Y. D., Voronov, D. L., & Padmore, H. A. A multiplexed high-resolution imaging spectrometer for resonant inelastic soft X-ray scattering spectroscopy // *Journal of synchrotron radiation*. – 2014. – Т. 21. – №. 4. – С. 736-743.
36. Вишняков Е. А., Колесников А. О., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н. VLS-решётки в спектроскопии и метрологии мягкого рентгеновского диапазона // *Нижний Новгород: Труды XIX Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника»* – 2015. – Т. 1 – С. 366-367.
37. Harada T., Kita T. Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings // *Applied Optics*. – 1980. – Т. 19. – №. 23. – С. 3987-3993.
38. Kita T., Harada T., Nakano N., & Kuroda H.. Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings for a flat-field grazing-incidence spectrograph // *Applied optics*. – 1983. – Т. 22. – №. 4. – С. 512-513.
39. Beiersdorfer P., Magee E. W., Träbert E., Chen H., Lepson J. K., Gu M. F., & Schmidt M.. Flat-field grating spectrometer for high-resolution soft x-ray and extreme ultraviolet measurements on an electron beam ion trap // *Review of scientific instruments*. – 2004. – Т. 75. – №. 10. – С. 3723-3726.
40. Fan P. Z., Zhang Z. Q., Zhou J. Z., Jin R. S., Xu Z. Z., & Guo X.. Stigmatic grazing-incidence flat-field grating spectrograph // *Applied optics*. – 1992. – Т. 31. – №. 31. – С. 6720-6723.
41. Neely D., Chambers D., Danson C., Norreys P., Preston S., Quinn F., Roper M., Wark J., & Zepf M.. A multi-channel soft X-ray flat-field spectrometer // *AIP Conference Proceedings*. – American Institute of Physics, 1998. – Т. 426. – №. 1. – С. 479-484.
42. Poletto L., Nicolosi P., Tondello G. Optical design of a stigmatic extreme-ultraviolet spectroscopic system for emission and absorption studies of laser-produced plasmas // *Applied optics*. – 2002. – Т. 41. – №. 1. – С. 172-181.

43. Poletto L., Tondello G., Villoresi P. Optical design of a spectrometer–monochromator for the extreme-ultraviolet and soft-x-ray emission of high-order harmonics //Applied optics. – 2003. – T. 42. – №. 31. – C. 6367-6373.
44. Poletto L., Tondello G. Grazing-incidence telescope–spectrograph for space solar-imaging spectroscopy //Applied optics. – 2001. – T. 40. – №. 16. – C. 2778-2787.
45. Frassetto F., Coraggia S., Miotti P., & Poletto L.. Grazing-incidence spectrometer for soft X-ray solar imaging spectroscopy //Optics Express. – 2013. – T. 21. – №. 15. – C. 18290-18303.
46. Andreev S. S., Gaponov S. V., Salashchenko N. N., Shamov E. A., Shmaenok L. A., Bobashev S. V., Simanovski D. M. & Ragozin E. N.. Multilayer optics for x-ray and gamma radiation //Proc. Current Russian Research in Optics and Photonics: New Methods and Instruments for Space-and Earth-based Spectroscopy in XUV, UV, IR, and Millimeter Waves. – International Society for Optics and Photonics – 1998. – T. 3406. – C. 45-69.
47. Shestov S. V., Ulyanov A. S., Vishnyakov E. A., Pertsov A. A., & Kuzin S. V.. Complex of instrumentation KORTES for the EUV and x-ray imaging and spectroscopy of the solar corona //Proc. Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray. – International Society for Optics and Photonics – 2014. – T. 9144. – C. 91443G.
- 48 Wind, D. L., Donguy S., Seely J. F., Kjornrattanawanich B., Gullikson E. M., Walton C. C., Golub L. & DeLuca, E.. EUV multilayers for solar physics //Proc. Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. – International Society for Optics and Photonics – 2004. – T. 5168. – C. 1-11.
- 49 Huang Q., Medvedev V., van de Kruijs R., Yakshin A., Louis E., & Bijkerk F.. Spectral tailoring of nanoscale EUV and soft x-ray multilayer optics //Applied physics reviews. – 2017. – T. 4. – №. 1. – C. 011104.

- 50 Ragozin E. N., Kondratenko V. V., Levashov V. E., Pershin Y. P., & Pirozhkov A. S.. Broadband normal-incidence aperiodic multilayer mirrors for soft x-ray dispersive spectroscopy: theory and implementation //Proc. X-Ray Mirrors, Crystals, and Multilayers II. – International Society for Optics and Photonics – 2002. – Т. 4782. – С. 176-184.
- 51 Кондратенко В. В., Левашов В. Е., Першин Ю. П., Пирожков А. С., & Рагозин Е. Н.. Аперiodические широкополосные многослойные зеркала на область 125-250 а //Краткие сообщения по физике Физического института им. ПН Лебедева Российской Академии Наук. – 2001. – №. 7.
52. Митропольский М. М., Слемзин В. А., Суходрев Н. К. Автоматизированная установка «ИКАР» для исследования рентгеновской оптики и детекторов излучения в области спектра 0.5 – 120 нм. //Москва: Препринт ФИАН – № 186 – 1989
53. ESRF Anonymous FTP Server– <http://ftp.esrf.fr/pub/scisoft/xop2.3/> – 2019
54. Namioka T. Theory of the concave grating. I //Journal of the Optical Society of America. – 1959. – Т. 49. – №. 5. – С. 446-460.
55. Koike M., Namioka T., Gullikson E. M., Harada Y., Ishikawa S., Imazono T., Mrowka S., Miyata N., Yanagihara M., Underwood J. H., Sano K., Ogiwara T., Yoda O., and Nagai S.. Varied-line-spacing laminar-type holographic grating for the standard soft x-ray flat-field spectrograph //Proc. Soft X-ray and EUV imaging systems. – International Society for Optics and Photonics, 2000. – Т. 4146. – С. 163-170.
56. Илюхин А.А., Перегудов Г.В., Рагозин Е.Н. //Письма в ЖТФ, 1976. –Т. 15 – № 2. – С. 681-685.
57. Feldman U., Doschek G. A., Prinz D. K., & Nagel D. J.. Space resolved spectra of laser produced plasmas in the XUV //Journal of Applied Physics. – 1976. – Т. 47. – №. 4. – С. 1341-1350.

58. Аглицкий Е.В., Бойко В.А., Захаров С.М., Склизов Г.В. Препринт ФИАН, Москва, 1970, №143.
59. Виноградов А. В., Собельман И. И., Юков Е. А. О спектроскопических методах диагностики сверхплотной горячей плазмы //Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1. – №. 2. – С. 268-278.
60. Перегудов Г. В., Плоткин М. Е., Рагозин Е. Н. Диагностика лазерной плазмы по переходам серии Бальмера //Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6. – №. 10. – С. 2084-2092.
61. Вайнштейн Л. А. Собельман ИИ, Юков Е. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. – Наука, 1979.
62. Е. Н. Рагозин. Исследование спектров многозарядных ионов в лазерной плазме. //Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. Москва: ФИАН, 1996.