

ПРИГЛАШЕННАЯ СТАТЬЯ

Апериодические отражательные дифракционные решетки для мягкого рентгеновского излучения и их применение

Е.А.Вишняков, А.О.Колесников, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин, А.Н.Шатохин

Выполнен краткий обзор работ, посвященных созданию и использованию в эксперименте спектральных приборов на основе аperiодических отражательных дифракционных решеток с шагом, который монотонно меняется на апертуре по заданному закону (VLS-решеток). Рассмотрено применение приборов на основе VLS-решеток для спектроскопии лабораторной и астрофизической плазмы, в том числе для диагностики релятивистской лазерной плазмы, для измерения ширины линии излучения рентгеновского лазера, регистрации высоких гармоник лазерного излучения, излучения быстрых электрических разрядов и других лабораторных источников рентгеновского излучения, а также в рефлектометрии, рентгеновском флуоресцентном анализе и микроскопии с использованием синхротронного излучения и излучения лазерной плазмы и в эмиссионной спектроскопии, совмещенной с электронным микроскопом. Рассмотрены достижения в начатых в последние годы разработке и создании специализированных VLS-спектрометров для исследования электронной структуры различных материалов и молекул методом спектроскопии резонансного неупругого рентгеновского рассеяния синхротронного излучения. Описаны создаваемые на основе вогнутых VLS-решеток скользящего падения спектрографы с плоским фокальным полем, совместимые с современными ПЗС-детекторами, а также плоские VLS-решетки, которые являются ключевым элементом сканирующих спектрометров/монокроматоров высокого и сверхвысокого разрешения с постоянным углом отклонения и стигматических (изображающих) спектрометров, также совместимых с ПЗС-детекторами.

Ключевые слова: мягкое рентгеновское/ВУФ излучение, VLS-решетка, спектрометр с плоским полем, стигматический (изображающий) спектрометр.

1. Введение. Историческая справка	916
2. Уравнения, описывающие фокусирующие свойства VLS-решеток	917
3. Вогнутая VLS-решетка и ее применение. Спектрометры скользящего падения с плоским фокальным полем. Спектрограф Харэды. Регистрация высоких гармоник излучения фемтосекундного лазера. Эмиссионная спектроскопия	919
4. Плоская VLS-решетка и ее применение. Сканирующий монокроматор/спектрометр скользящего падения с высоким/сверхвысоким разрешением на основе плоской VLS-решетки. Измерение ширины лазерной линии излучения иона Se XXV (206.38 Å). Спектрометры Хеттрика. Монокроматизация синхротронного излучения	921
5. Стигматические (изображающие) спектрометры с плоской VLS-решеткой скользящего падения. Применение в рентгеновской/ВУФ астрофизике. Широкополосный спектрометр со строгой компенсацией астigmatизма на двух длинах волн.	923
6. Другие применения плоской VLS-решетки. Рентгеновский флуоресцентный анализ, микроскопия, спектроскопия резонансного неупругого рентгеновского рассеяния.	926
7. Технологии изготовления VLS-решеток.	926
8. Заключение.	927
9. Литература	928

1. Введение. Историческая справка

В 1882 г. Г.А.Роуланд задумал совместить диспергирующие свойства классической плоской дифракционной

Е.А.Вишняков, Е.Н.Рагозин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: enragozin@gmail.com

А.О.Колесников, А.Н.Шатохин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9

А.С.Пирожков. Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Kizugawa, Kyoto 619-0215, Japan

Поступила в редакцию 18 апреля 2018 г., после доработки – 16 августа 2018 г.

решетки (ДР) с фокусирующим действием вогнутого зеркала. Он показал, что вогнутая решетка обладает замечательным свойством: если ее разместить касательно к окружности с радиусом, равным половине радиуса кривизны решетки, то спектр точечного источника, помещенного на окружность, будет фокусироваться на этой же окружности. Такая окружность получила название круга Роуланда, а конфигурация «источник–решетка» получила название схемы Роуланда и служит основой большинства вакуумных спектрографов [1, 2]. Переход к спектрографам со скользящим падением излучения на решетку, в значительной мере связанный с именем Б.Эдлена [3, 4], позволил спектроскопистам освоить мягкий рентгеновский (МР) диапазон спектра. Многие десятилетия усилия изготовителей решеток были направлены на поддержание максимальной эквидистантности штрихов, т. е. для классических решеток она означала высокую разрешающую способность и ассоциировалась с их качеством.

В 1893 г. М.Корню пришел к выводу, что равномерное изменение шага отражательной дифракционной решетки по ее апертуре меняет расстояние от центра решетки до разных участков спектральной фокальной кривой* [5]. Он обнаружил, что плоская решетка с систематически изменяющимся шагом при падении на нее коллимированного пучка будет фокусировать дифрагированный пучок. В 1970 г. Ф.М.Герасимов и соавторы сообщили об изготовлении дифракционной решетки с переменным шагом и о ее применении для компенсации астигматизма в спектрографе нормального падения [6]. Переменный шаг штрихов позволил изменить положение спектральной фокальной кривой (которая теперь не совпадает с кругом Роуланда) и добиться ее пересечения с осью симметрии решетки (касательной к кругу Роуланда в центре сферы – пространственной фокальной кривой) в двух точках. В одной из таких точек размещалась входная щель спектрографа, в окрестности другой наблюдался спектр. Подобная схема прибора позволяла получить стигматизм в окрестности лишь одной длины волны в видимой области спектра.

В 1970–80-е гг. к идее использования фокусирующих свойств апериодических решеток обратились Т.Харада и Т.Кита [7], М.Хеттрик и С.Бойер [8], М.Хеттрик и Дж.Андервуд [9]. В настоящее время решетки с шагом, монотонно изменяющимся на апертуре по заданному закону, получили название VLS-решеток (Varied Line-Space), причем используются как плоские, так и вогнутые VLS-решетки. В наши дни область их применения в оптике и спектроскопии в далекой ВУФ и МР областях спектра весьма широка. Они используются для диагностики лабораторной плазмы, в том числе релятивистской лазерной плазмы, в астрофизике, микроскопии и рефлектометрии с использованием синхротронного излучения и др. Важная особенность спектрометров на основе VLS-решеток состоит в том, что спектр формируется на плоской поверхности, практически перпендикулярной дифрагирующим пучкам. Это делает их совместимыми с современными твердотельными детекторами с электрическим считыванием изображения (в частности, с матричными ПЗС типа Backside-Illuminated CCD) и плоской чувствительной поверхностью. Некоторые схемы с VLS-решетками позволяют построить стигматические спектральные изображения в МР диапазоне спектра.

Несколько типов VLS-спектрометров стали коммерчески доступными (спектрограф Харады, семейство спектрометров Хеттрика). Однако для решения новых задач разрабатываются также и совершенно нестандартные схемы VLS-спектрометров, учитывающие специфику научной задачи и источника излучения. Это требует полного цикла разработки прибора: расчета и оптимизации замкнутой оптической схемы «источник–спектрометр–детектор», включая расчет параметров VLS-решетки и (когда это необходимо) вспомогательных зеркал, изготовления

VLS-решетки и VLS-спектрометра в целом. Такие разработки предпринимаются в Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса, Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли, Кансайском институте фотонных наук в Киото, Физическом институте им. П.Н.Лебедева (ФИАН) и др.

В настоящей статье мы стремились показать, какие новые возможности предоставляют плоские и вогнутые VLS-решетки по сравнению с классическими решетками с эквидистантными штрихами, привести примеры использования VLS-решеток в современном эксперименте и метрологии МР диапазона, а также кратко рассказать о начале работ в этом направлении в ФИАНе.

2. Уравнения, описывающие фокусирующие свойства VLS-решеток

Фокусирующие свойства и aberrации VLS-решетки (плоской и вогнутой) могут быть установлены с помощью принципа Ферма, что требует вычисления функции оптической длины пути F . Плоскую решетку можно рассматривать как частный случай сферической решетки при $R \rightarrow \infty$. Мы ограничимся рассмотрением вогнутых сферических и плоских VLS-решеток с прямолинейными штрихами. Для простоты мы игнорируем форму штрихов VLS-решетки, полагая их линиями нулевой ширины. Реальная форма штриха существенна при нахождении распределения интенсивности в спектре.

Поместим начало прямоугольной системы координат в центр вогнутой VLS-решетки (рис.1), точка $C(R, 0, 0)$ – центр сферы, на которой лежит поверхность решетки, ось x направлена по нормали к решетке, ось y – перпендикулярно штрихам, плоскость xy называется главной плоскостью. Точки $A(x, y, z)$, $B(x', y', z')$ и $P(u, w, l)$ обозначают точечный источник (например, освещенную точку входной щели), его спектральное изображение (на длине волны λ) и какую-либо точку штриха на поверхности решетки соответственно. Штрихи решетки образуются при пересечении сферы с плоскостями, перпендикулярными оси y . Когда речь идет о классической ДР, ее штрихи эквидистантны (по оси y). Поскольку точка P лежит на произ-

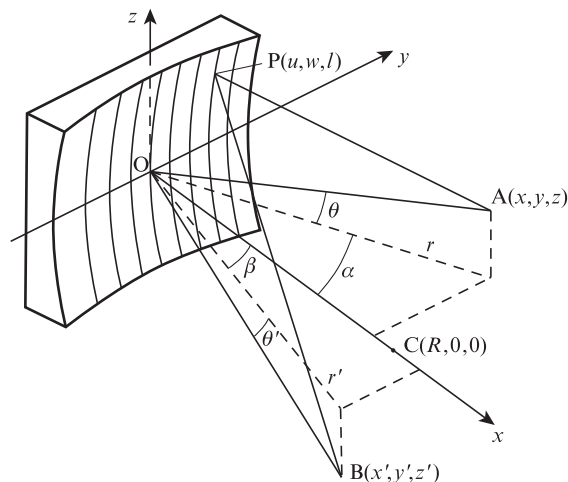


Рис.1. Вогнутая дифракционная решетка: точки А и В – точечный источник излучения и его спектральное изображение, создаваемое решеткой; $C(R, 0, 0)$ – центр сферы, O – центр решетки; r и r' – проекции отрезков AO и BO на главную плоскость xy ; α – угол падения; β – угол дифракции. Штрихи классической решетки эквидистантны.

* Каждый изображающий спектральный прибор обладает двумя фокальными поверхностями – пространственной и спектральной. Под участком фокальной поверхности, находящейся вблизи главной плоскости дифракции прибора, мы будем понимать геометрическое место точек, характеризующихся наилучшей фокусировкой изображения источника в пространственном или в спектральном направлении. Кривые, образованные пересечением поверхностей спектральной и пространственной фокусировки главной плоскостью дифракции, мы будем называть спектральной (горизонтальной) и пространственной (вертикальной) фокальной кривой соответственно.

вольном штрихе ДР, координата w принимает только такие значения, что отношение w/d является целым числом ($d = p^{-1}$ – постоянная решетки (период), p – постоянная частота штрихов). В случае VLS-решетки частоту штрихов удобно представлять в виде полинома

$$p(w) = p_0 + p_1w + p_2w^2 + p_3w^3 + \dots, \tag{1}$$

причем $p(w) = dn/dw$, где $n(w) = \int_0^w p(w')dw'$ – номер штриха.

Точка В есть изображение точки А на длине волны λ . Согласно принципу Ферма, точка В расположена таким образом, что функция F является экстремальной относительно небольших смещений Р, а именно $\partial F/\partial w = 0$ и $\partial F/\partial l = 0$. Если бы этим условиям можно было удовлетворить одновременно для любой пары w и l , то В была бы точкой идеального фокуса. Однако вогнутая решетка не дает идеального изображения. Точка пересечения луча, дифрагирующего в точке Р(u, w, l), с фокальной поверхностью, вообще говоря, зависит от координат точки Р и несколько отстоит от точки пересечения центрального луча с этой поверхностью (точки В).

В идеальном случае разность путей для двух лучей, отраженных от соседних штрихов, составляет целое число длин волн. Конструктивная интерференция 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 $m\lambda n(w)$, где число $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ называется порядком спектра (или порядком дифракции). При этом выражение для функции оптической длины пути АРВ должно иметь вид

$$F = l_{AP} + l_{PB} + m\lambda n(w). \tag{2}$$

Будем считать, что источник находится вблизи главной плоскости, и для суммы длин отрезков АР и РВ – l_{AP} и l_{PB} – воспользуемся разложением из работы [10]. Тогда, применяя принцип Ферма, получаем

$$\frac{\partial F}{\partial w} = \left[m\lambda p(w) - \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-1/2} \sin \alpha - \left(1 + \frac{z'^2}{r'^2}\right)^{-1/2} \sin \beta \right] + w \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \dots = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial F}{\partial l} = - \left[\frac{z}{r} \left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{-1/2} + \frac{z'}{r'} \left(1 + \frac{z'^2}{r'^2}\right)^{-1/2} \right] + l \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) - \frac{l}{2} \left[\frac{z^2}{r^2} \left(\frac{3}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{z'^2}{r'^2} \left(\frac{3}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] \dots = 0, \tag{4}$$

где $p(w)$ дается выражением (1). В уравнении (3) мы отбросили члены разложения, содержащие ненулевые степени l и степени w выше первой, а в уравнении (4) – члены разложения, содержащие ненулевые степени w и степени l выше первой. Последовательно приравнявая нулю разные члены разложений (3) и (4), можно получить уравнения дифракции центрального луча (т.е. луча, проходящего через точку О) и определить положение параксиальных фокусов.

Уравнения, определяющие направление дифракции центрального луча, совпадают с выражениями для диф-

ракции на классической ДР, поскольку они получаются в пределе $w \rightarrow 0, l \rightarrow 0$ (учитываем, что $(1 + z^2/r^2)^{-1/2} = \cos \theta$):

$$\cos \theta (\sin \alpha + \sin \beta_0) = m\lambda p_0, \tag{5}$$

$$\theta = -\theta'. \tag{6}$$

Уравнение (5) часто называют уравнением дифракционной решетки. Оно означает также, что направление дифракции каждого луча определяется местной (локальной) частотой штрихов.

Приравнивание нулю коэффициента при w в (3) дает

$$\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{r'_h} - \frac{\cos \beta}{R} + m\lambda p_1 = 0. \tag{7}$$

Этим уравнением описывается положение горизонтального (спектрального) фокуса r'_h , которое отличается от уравнения для классической решетки появлением в нем члена $m\lambda p_1$. Положение вертикального фокуса r'_v по-прежнему описывается уравнением

$$\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{1}{r'_v} - \frac{\cos \beta}{R} = 0, \tag{8}$$

которое получается, если приравнять нулю следующий линейный по l член в (4). Вертикальный фокус почти всегда не совпадает с горизонтальным (астигматизм дифракционной решетки). Единственным нетривиальным случаем, когда оба параксиальных фокуса классической сферической решетки совпадают, является установка решетки в схеме Водсворта [11].

Для нас наибольший интерес представляет случай, когда источник находится в главной плоскости или вблизи нее, т.е. r'_v удовлетворяет уравнению (8). Поэтому, начиная с уравнения (7), во всех приводимых формулах мы будем подразумевать дифракцию в главной плоскости. Отметим, что численная трассировка лучей не предполагает расположения всех точек источника в главной плоскости и выполняется по строгим расчетным формулам.

В случае плоской VLS-решетки уравнения (7), (8) выглядят следующим образом:

$$\frac{\cos^2 \alpha}{r} + \frac{\cos^2 \beta}{r'_h} + m\lambda p_1 = 0, \tag{9}$$

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r'_v} = 0, \tag{10}$$

откуда следует, что первая производная от $p(w)$, равная p_1 , меняет положение спектрального фокуса и придает фокусирующую способность даже плоской дифракционной решетке в ненулевых порядках дифракции. Коэффициенты p_2 и p_3 в разложении (1) позволяют компенсировать aberrацию меридиональной комы и сферическую aberrацию соответственно. Однако строгое устранение каждой из этих aberrаций возможно только на одной длине волны, удовлетворяющей формулам (11) и (12):

$$m\lambda p_2 + \frac{3}{2} \left[\frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] = 0, \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
 & mp_3\lambda + 2\left[\left(\frac{\sin\alpha}{r}\right)^2\left(\frac{\cos^2\alpha}{r} - \frac{\cos\alpha}{R}\right) + \left(\frac{\sin\beta}{r'}\right)^2\left(\frac{\cos^2\beta}{r'} - \frac{\cos\beta}{R}\right)\right] \\
 & - \frac{1}{2r}\left(\frac{\cos^2\alpha}{r} - \frac{\cos\alpha}{R}\right)^2 - \frac{1}{2r'}\left(\frac{\cos^2\beta}{r'} - \frac{\cos\beta}{R}\right)^2 \\
 & + \frac{1}{2R^2}\left(\frac{1}{r} - \frac{\cos\alpha}{R} + \frac{1}{r'} - \frac{\cos\beta}{R}\right) = 0. \tag{12}
 \end{aligned}$$

Иногда при оптимизации прибора целесообразно компенсировать aberrации при помощи p_2 и p_3 на двух различных длинах волн внутри рабочего спектрального диапазона. Формулы (11) и (12) приводились нами ранее в работе [12] для углов скользящего падения (формулы (8) и (9) в работе [12]). К сожалению, при этом была допущена опечатка: член с множителем $1/(2R^2)$ из формулы (8) должен был фигурировать в формуле (9). В монографии [13] ошибка была исправлена.

Будем называть внутренними порядками дифракции те, для которых лучи отклоняются от центрального луча (нулевого порядка) в сторону падающего луча. Внешние порядки лежат по другую сторону от нулевого порядка. Во всех рассматриваемых ниже случаях при детектировании излучения внутренними порядками дифракции частота штрихов $p(\psi)$ VLS-решетки должна увеличиваться в направлении от источника к изображению. Отметим также, что знаки нечетных членов полинома (1) (p_1, p_3, \dots) меняются при изменении направления оси y .

3. Вогнутая VLS-решетка и ее применение. Спектрометры скользящего падения с плоским фокальным полем. Спектрограф Хареды. Регистрация высоких гармоник излучения фемтосекундного лазера. Эмиссионная спектроскопия

Для увеличения эффективности отражения в области длин волн $\lambda < 300 \text{ \AA}$ часто используют скользящее падение излучения на дифракционную решетку. При этом углы дифракции также будут «скользящими». В этом случае выражение (8) дает мнимый вертикальный фокус с $r'_v < 0$, если только источник не удален на большое расстояние от решетки или, тем более, не является мнимым (т.е. падающий на решетку пучок не является сходящимся). Это означает, что в вертикальном направлении дифрагированные пучки будут расходящимися, а значит, спектральные изображения получатся астигматическими.

В схеме Роуланда дифрагированное излучение падает на фокальную поверхность под малым скользящим углом (равным скользящему углу дифракции), что делает круг Роуланда несовместимым с современными матричными ПЗС-детекторами (рис.2). Видно, что установка детектора на круг Роуланда ведет к ослаблению сигнала из-за поглощения в мертвом слое детектора и отражения от его поверхности при скользящем падении излучения (рис.2,а), а установка детектора по нормали к падающим лучам (рис.2,б) ведет к ухудшению фокусировки излучения на ПЗС-детекторе.

Для эффективного (с точки зрения как детектирования, так и разрешающей способности) использования во-

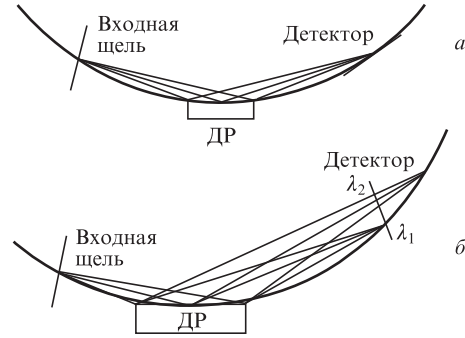


Рис.2. Варианты использования ПЗС-детектора в схеме Роуланда при скользящем падении излучения с классической вогнутой ДР: круг Роуланда касается поверхности ПЗС-детектора, дифрагированное излучение падает на детектор под малыми скользящими углами, из-за чего длина пути в мертвом (поглощающем) слое детектора увеличивается и значительная часть сигнала в нем теряется (а); детектор расположен нормально к дифрагированным лучам, что повышает эффективность регистрации, но вызывает существенное ухудшение фокусировки и уменьшение разрешающей способности (б).

гнутой решетки совместно с ПЗС-детектором необходимо изменить спектральную фокальную кривую так, чтобы на ней появился прямолинейный участок, ориентированный почти нормально к направлению распространения дифрагированного излучения. Спектральные приборы, удовлетворяющие этому требованию, называют спектрометрами с плоским (фокальным) полем. Для модификации спектральной фокальной кривой можно использовать VLS-решетку. Принципиальная схема спектрометра скользящего падения с плоским полем на основе сферической VLS-решетки представлена на рис.3. Здесь мы переходим к использованию скользящих углов падения и дифракции, связанных с углами α и β очевидными соотношениями:

$$\varphi = \pi/2 - \alpha, \quad \psi = \pi/2 + \beta. \tag{13}$$

Знак + во второй формуле подразумевает отрицательный знак угла β при расположении источника и его изображения по разные стороны от нормали к решетке в ее центре (считаем, что $\alpha > 0$).

В 1980 г. Т.Харада впервые рассчитал такой прибор на область длин волн 50–200 \AA [7]. В качестве диспергирующего элемента предполагалась сферическая ($R = 6 \text{ м}$) вогнутая VLS-решетка со средней частотой штрихов $p_0 = 1200 \text{ мм}^{-1}$. Скользящий угол падения на решетку составлял 3° . Шаг решетки менялся от 1.0 до 0.71 мкм на апертуре 5 см. При этом кривая спектрального фокуса на

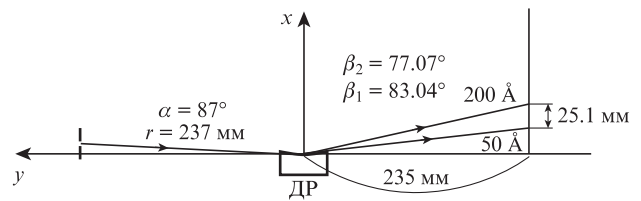


Рис.3. Схема спектрографа Хареды [14]. Сферическая VLS-решетка (ДР) с радиусом кривизны 5649 мм с $p_0 = 1200 \text{ мм}^{-1}$ и апертурой 5 см создает прямолинейный участок фокальной кривой в диапазоне длин волн 50–200 \AA и в диапазоне углов падения излучения на детектор 7° – 13° .

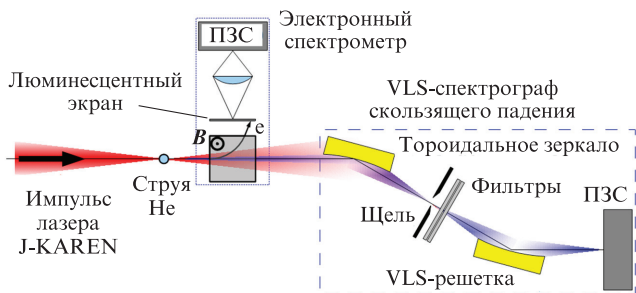


Рис.4. Схема установки для регистрации высоких гармоник излучения мультитераваттного фемтосекундного лазера [16]. Спектр гармоник, лежащих в далекой ВУФ и МР области, регистрируется VLS-спектрометром с плоским полем.

участке 50–200 Å хорошо аппроксимировалась отрезком прямой, перпендикулярной оси y , а углы падения дифрагирующих лучей составляли 7° – 13° [7]. Позднее, после некоторой модификации параметров ($R = 5649$ мм, шаг изменяется от 0.99 до 0.69 мкм), прибор был продемонстрирован в действии при регистрации спектров лазерной плазмы [14]. Он стал коммерчески доступен и сейчас известен как спектрограф Харады (см. рис.3), получив широкое распространение в мире.

В качестве примера использования спектрографа Харады приведем регистрацию высоких гармоник лазерного излучения, генерируемых в релятивистской лазерной плазме гелия под действием излучения мультитераваттного фемтосекундного лазера J-KAREN с интенсивностью, превышающей 10^{18} Вт/см² [15, 16] (рис. 4). Струя гелия направлена перпендикулярно плоскости рисунка. Торoidalное зеркало отображает источник МР излучения на вход спектрографа Харады (горизонтальный фокус), тогда как вертикальный фокус находится на детекторе. При этом генерировались как четные, так и нечетные гармоники, и их частоты были кратны базовой частоте ω_f , несколько меньшей несущей частоты излучения титан-сапфирового лазера (рис.5, 6) [15, 16]. Высокое качество зарегистрированных спектров позволило сформулировать гипотезу, что гармоники генерируются сингулярностями плотности, образующимися при многопоточном движении плазмы. Экспериментальное подтверждение

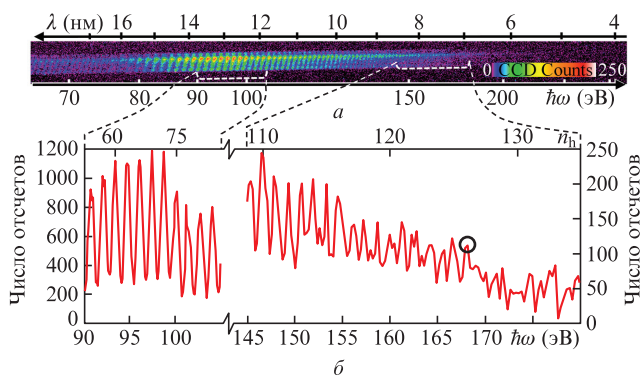


Рис.5. Типичный спектр гармоник излучения титан-сапфирового лазера, полученный при мощности лазерного излучения $P_0 = 9$ ТВт и максимальной концентрации электронов $n_e = 4.7 \times 10^{19}$ см⁻³ в плазме гелия [16] (а), а также результаты обработки двух выбранных участков спектра (б). Вертикальные линии показывают положение гармоник $n_h \omega_f$ базовой частоты $\omega_f = 0.885\omega_0$, где ω_0 – частота лазерного излучения. Наивысший номер четко различимой гармоники $n_h^* = 126$ (показано кружком).

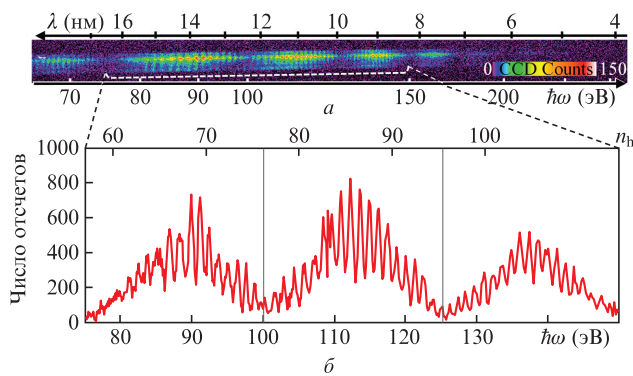


Рис.6. Типичный модулированный спектр гармоник при $P_0 = 9$ ТВт, $n_e = 4.7 \times 10^{19}$ см⁻³, $\omega_f = 0.872\omega_0$ [16] (а), а также результат обработки выбранного участка спектра (б). Вертикальные линии показывают период модуляции $\Delta\omega = 19\omega_f$.

этой гипотезы дано в работе [16], где были зарегистрированы изображения и спектры когерентных точечных источников в спектральном диапазоне 12–20 нм. Такие источники – частный случай более общего явления, получившего название BISER (Burst Intensification by Singularity Emitting Radiation) [17].

В Лаборатории Резерфорда–Эплтона (Великобритания) для регистрации гармоник использовалась также и бесщелевая версия VLS-спектрометра. В работе [18] описан бесщелевой трехканальный VLS-спектрометр с плоским полем на область 5–90 нм, одно из назначений которого – оценить угловое распределение излучения гармоник (рис.7). Три зеркала скользящего падения, которым придана форма эллиптических цилиндров, перехватывают излучение гармоник, идущее под углами 0 ± 13 , 46 ± 21 и 108 ± 35 мрад. Зеркала скрещены по отношению к решетке и каждое строит одномерное изображение рентгеновского источника на детекторе, тогда как вогнутая VLS-решетка ($R = 5649$ мм, ширина $W = 50$ мм, производство Hitachi) строит его спектральные изображения, диспергированные и сфокусированные в скрещенном направлении. Таким образом, прибор является стигматическим (изображающим) спектрометром с плоским полем.

В работе [19] сообщалось о создании VLS-спектрометра скользящего падения (угол $\varphi \sim 2^\circ$) с плоским полем на область 10–50 Å. Использовалась VLS-решетка с большим радиусом кривизны ($R = 44.3$ м) и средней частотой штрихов (2400 мм⁻¹), изменяющейся на апертуре от 2270 до 2540 мм⁻¹. Высокая линейная дисперсия достигалась

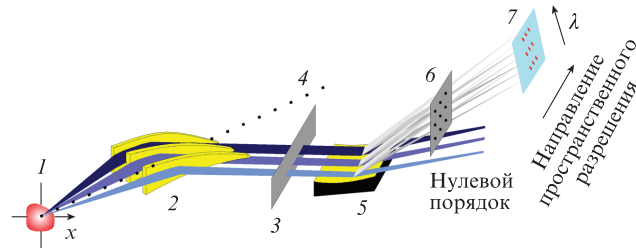


Рис.7. Трехканальный бесщелевой изображающий спектрометр со сферической VLS-решеткой с плоским фокальным полем: 1 – рентгеновский источник; 2 – зеркала скользящего падения в форме эллиптических цилиндров; 3 – предфильтр; 4 – ось; 5 – вогнутая аперриодическая VLS-решетка ($p_0 = 1200$ мм⁻¹); 6 – рентгеновский фильтр; 7 – ПЗС-детектор (5–90 нм). (Адаптировано из [18].)

большими расстояниями «щель–решетка» и «решетка–детектор», а также высокой частотой штрихов. Общая длина прибора составила около трех метров. Спектрометр предназначен для регистрации спектров МР излучения, возбуждаемых в электромагнитной ловушке, создающей и удерживающей многозарядные ионы, в Ливерморской национальной лаборатории им. Э.Лоуренса (LLNL, США). Отмечалось, что спектрометр обеспечивает более высокую разрешающую способность в указанной области спектра (600 на $\lambda = 16 \text{ \AA}$ и 1200 на $\lambda = 35 \text{ \AA}$), чем существующие решеточные спектрометры, а также дополняет коротковолновые кристаллические спектрографы с точки зрения охвата спектрального диапазона и поляризационно-независимого отклика.

Позднее в LLNL был создан аналогичный VLS-спектрометр скользящего падения с плоским полем на спектральную область 10–50 Å, предназначенный для регистрации спектров, возбуждаемых в лазерной плазме различных мишеней [20]. В качестве детектора использовалась охлаждаемая ПЗС-матрица. В [20] приводятся превосходные спектры серий Лаймана Н- и Не-подобных ионов кислорода (включая диэлектронные сателлиты), возбуждаемые при воздействии лазерного излучения на лавсановую пленку толщиной 3 мкм и слой аэрогеля толщиной 300 мкм с плотностью 50 мг/см³. Достигнута спектральная разрешающая способность более 1200 в области $\lambda \sim 19 \text{ \AA}$.

VLS-решетки используются также в эмиссионной спектроскопии МР диапазона (SXES-спектроскопия), совмещенном с электронным микроскопом [21–23]. При этом излучение возбуждается сфокусированным электронным пучком, что позволяет регистрировать спектры с высоким пространственным разрешением. Применение VLS-решеток дает возможность существенно повысить спектральное разрешение и чувствительность приборов при детектировании примесей и определении химических связей. Комбинация электронного микроскопа с МР спектрографом широко используется в материаловедении, при разработке новых накопителей энергии (например, литий-ионных аккумуляторов) и т.п. В работе [23] для SXES-спектроскопии разработан полуметровый спектрограф с четырьмя сменными сферическими VLS-решетками, покрывающими диапазон шириной почти два порядка по длинам волн (табл.1). Рабочий спектральный диапазон начинается от К-линии Li (54 эВ) и захватывает, в частности, М-линии Pt: M_α (2050 эВ) и M_β (2127 эВ). Разрешающая способность прибора измерялась в экспериментах с лазерно-плазменным источником линейчатого излучения и составила ~1000 вблизи энергии 40 эВ и не менее 700 около К-линии Li. Был зарегистрирован К-спектр металлического лития, возбуждаемого в электронном микроскопе. Приборы SEM-SXES (Scanning Electron Microscope – Soft X-ray Emission Spectrometer) коммерчески доступны [24].

4. Плоская VLS-решетка и ее применение. Сканирующий монохроматор/спектрометр скользящего падения с высоким/сверх-высоким разрешением на основе плоской VLS-решетки. Измерение ширины лазерной линии излучения иона Se XXV (206.38 Å). Спектрометры Хеттрика. Монохроматизация синхротронного излучения

Другим классом востребованных приборов для ВУФ и МР диапазонов являются монохроматоры и спектрометры с высоким спектральным разрешением, постоянным углом отклонения и неподвижными входной и выходной щелью (детектором), в которых перестройка частоты осуществляется поворотом плоской VLS-решетки. Идея такого подхода была высказана в работе Хеттрика и Андервуда [9].

С экспериментальной точки зрения использование приборов с постоянными направлениями входа и выхода излучения (т.е. с постоянным углом отклонения Ω) и постоянными расстояниями до входной и выходной щели (или до детектора излучения) намного предпочтительнее, чем использование приборов, для перестройки длины волны которых необходимо значительно изменять схему всей установки. В схеме с постоянным углом отклонения угол падения центрального луча на решетку связан с длиной волны выражением

$$\sin \alpha - \sin(\alpha + \Omega) = m p_0 \lambda,$$

или

$$\alpha = \arccos\left(\frac{-m p_0 \lambda}{2 \sin(\Omega/2)}\right) - \frac{\Omega}{2}. \tag{14}$$

Преимущество использования внешнего порядка дифракции, как известно, состоит в том, что в схеме с постоянным углом отклонения переход к более коротким длинам волн происходит при меньших скользящих углах падения на решетку $\varphi = \pi/2 - \alpha$, позволяя поддерживать коэффициент отражения на достаточно высоком уровне. Далее рассмотрим вопрос с положением выходной щели (спектрального фокуса). Пусть частота штрихов изменяется по закону $p = p_0 + p_1 w$ (более высокие порядки разложения по w не влияют на фокусировку в параксиальном приближении) и на плоскую VLS-решетку под углом α падает сходящийся пучок излучения с длиной волны λ . Если расстояние от центра решетки до фокуса падающего пучка равно r , то после отражения пучок сфокусируется на расстоянии r'_h , определяемом уравнением (9), где r теперь удобно считать положительным, а ось y на рис.1 направить в противоположную сторону:

Табл.1. Параметры VLS-решеток для SXES-спектроскопии [23].

Диапазон энергий (эВ)	Диапазон длин волн (нм)	Скользящий угол падения (град)	p_0 (мм ⁻¹)	Радиус кривизны (мм)	Покрытие
50–200	25–6	4	1200	3960	Au
155–350	8.0–3.5	2.93	1200	5606	Ni
300–2200	4.13–0.56	1.35	2400	13800	Au
2000–4000	0.62–0.33	1.35	2400	11200	Многослойное Mo/C, период 5.2 нм, около 30 периодов [22]

$$-\frac{\cos^2\alpha}{r} + \frac{\cos^2\beta}{r'_h} = m\lambda p_1, \text{ или } r'_h = r \frac{\cos^2\beta}{\cos^2\alpha + mp_1\lambda r}. \quad (15)$$

Условие постоянства расстояния r'_h можно выполнить для двух длин волн (λ_1, λ_2) при неизменном расстоянии до фокуса исходного пучка в схеме с постоянным углом отклонения. Коэффициент p_1 характеризует решетку и неизменен. Тогда

$$p_1 = \left[-\frac{\cos^2\alpha_1}{r} + \frac{\cos^2\beta_1}{r'_h} \right] \frac{1}{m\lambda_1} = \left[-\frac{\cos^2\alpha_2}{r} + \frac{\cos^2\beta_2}{r'_h} \right] \frac{1}{m\lambda_2}, \quad (16)$$

откуда

$$\frac{r'_h}{r} = \frac{\lambda_2 \cos^2\beta_1 - \lambda_1 \cos^2\beta_2}{\lambda_2 \cos^2\alpha_1 - \lambda_1 \cos^2\alpha_2}. \quad (17)$$

Учитывая, что $m\lambda_{1,2} = (\sin\alpha_{1,2} + \sin\beta_{1,2})/p_0$, получаем связь

$$\frac{r'_h}{r} = \frac{(\sin\alpha_2 + \sin\beta_2)\cos^2\beta_1 - (\sin\alpha_1 + \sin\beta_1)\cos^2\beta_2}{(\sin\alpha_2 + \sin\beta_2)\cos^2\alpha_1 - (\sin\alpha_1 + \sin\beta_1)\cos^2\alpha_2}. \quad (18)$$

Соотношения (16)–(18) получены при исключении параметра p_1 , который более не является свободным параметром. Из выражений (18) и (14) видно, что можно выбрать угол отклонения Ω и углы падения $\alpha_{1,2}$ (или, что то же самое, длины волн $\lambda_{1,2}$) при фиксированном p_0 . После фиксации указанных выше параметров можно произвольно выбрать габариты прибора (с учетом того, что r'_h/r уже задано соотношением (18)) и тем самым задать коэффициент p_1 соотношением (16).

Простейшая схема сканирующего VLS-спектрометра/монохроматора включает в себя входную щель, вогнутое сферическое зеркало для фокусировки излучения в плоскости дисперсии решетки, VLS-решетку и выходную щель (либо детектор в режиме спектрометра). VLS-решетка чаще (но не обязательно) используется в первом внешнем порядке.

Ниже приведена рассчитанная нами схема метрового сканирующего спектрометра/монохроматора с рабочим спектральным диапазоном 100–300 Å, обладающего предельной теоретической ($\lambda/\delta\lambda = pW = 30000$) разрешающей способностью во всем рабочем диапазоне (рис.8). Входная щель располагается на круге Роуланда зеркала. Вогнутое зеркало скользящего падения строит горизонтальный фокус изображения щели позади VLS-решетки. Угол скользящего падения и радиус кривизны зеркала выбираются из соображений достаточности коэффициента отражения и требуемых размеров прибора. Решетка помещается в сходящемся пучке. Положение входной щели и выходной щели (или детектора) неизменно при сканировании, которое осуществляется простым поворотом VLS-решетки. Закон, описывающий изменение частоты штрихов, как и ранее, имеет вид $p(w) = p_0 + p_1w + p_2w^2 + p_3w^3$.

Монохроматор с постоянным углом отклонения и неподвижными щелями, как известно, можно создать с использованием и классической сферической решетки. Предположим, что используется схема Роуланда, причем положению выходной щели отвечает некая λ_0 . Тогда при повороте решетки быстро растет геометрическая расфо-

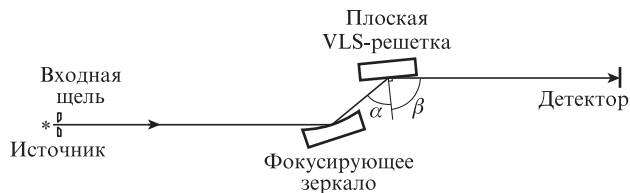


Рис.8. Сканирующий спектрометр/монохроматор с постоянным углом отклонения и VLS-решеткой.

куировка, и падает разрешение. Если же расположить выходную щель вне круга Роуланда, то возникает фокусировка параксиальных лучей уже на двух длинах волн $\lambda_{1,2}$, но при этом даже на этих длинах волн разрешение ограничено меридиональной комой и сферической аберрацией. На рис.9 показана полученная методом численной трассировки лучей ширина (в мкм) спектральных изображений сканирующего VLS-спектрометра/монохроматора и монохроматора с классической сферической ДР. В монохроматоре с VLS-решеткой ширина геометрического изображения во всем рабочем диапазоне, превышающем октаву по длине волны, меньше дифракционной ширины. Поэтому спектральная разрешающая способность совпадает с теоретическим пределом, определяемым числом штрихов ДР: $\lambda/\delta\lambda = pW = 30000$.

Первый сканирующий спектрометр с плоской VLS-решеткой с $p_0 = 1800 \text{ мм}^{-1}$ был создан в работе [25], где была продемонстрирована сверхвысокая разрешающая способность в широком диапазоне длин волн: ~ 16000 в области $\sim 130 \text{ Å}$, ~ 35000 в области $\sim 160 \text{ Å}$ и ~ 30000 в области 208 Å . В измерениях использовались узкие спектральные линии ионов Al IV (130 и 160 Å) и Ne IV (208 Å), возбуждаемые в тлеющем разряде в продольном магнитном поле (разряде Пеннинга). Впоследствии сканирующий спектрометр неоднократно использовался в эксперименте. Одно из самых впечатляющих применений приборов этого типа – измерение ширины линии излучения рентгеновского лазера на переходе Ne-подобного иона Se (206.38 Å) [26]. Было продемонстрировано сужение лазерной линии $\lambda = 206.38 \text{ Å}$ от $50 \pm 10 \text{ мÅ}$ до 10 мÅ при увеличении длины усиливающей среды l (протяженности плазмы многозарядных ионов Se) от 0.5 до 6 см.

Сканирующий спектрометр/монохроматор обладает рядом замечательных свойств. Перестройка длины вол-

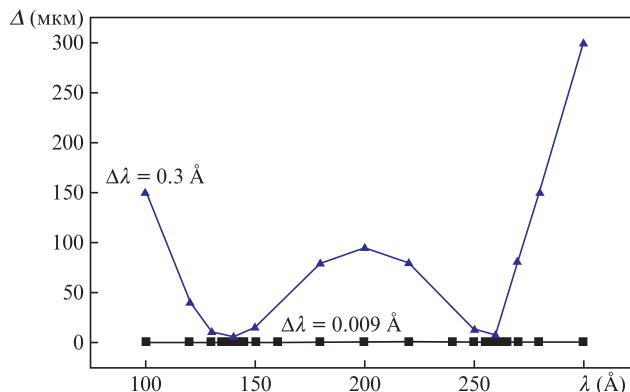


Рис.9. Ширина спектрального изображения точечного источника, рассчитанная методом численной трассировки лучей, в монохроматорах с классической вогнутой ДР с $p = 600 \text{ мм}^{-1}$ (▲) и VLS-решеткой с $p_0 = 600 \text{ мм}^{-1}$ (■). В обоих случаях ширина решетки предполагается равной 5 см, расстояние «решетка–детектор» составляет 1 м, $\Delta\lambda$ – спектральное разрешение.

ны осуществляется простым поворотом решетки при сохранении высокой спектральной разрешающей способности (10^4 и выше) в широком диапазоне длин волн (более октавы). При этом все остальные элементы прибора остаются неподвижными. Участок спектральной фокальной поверхности, соответствующий направлению регистрации, остается практически неподвижным и перпендикулярным дифрагирующим лучам. Последнее обстоятельство делает эти приборы идеально совместимыми с современными детекторами излучения, в частности с ПЗС-детекторами. Благодаря указанной совокупности свойств сканирующие спектрометры/монохроматоры с плоской VLS-решеткой (спектрометры Хеттрика) получили широкое распространение и стали коммерчески доступными [27].

В настоящее время плоские VLS-решетки используются в монохроматорах с постоянным углом отклонения и неподвижными щелями при работе с синхротронным источником излучения. Одна из таких схем приведена на рис. 10, где монохроматор входит в состав рефлектометра [28]. Для покрытия максимально широкого диапазона длин волн (9.5–250 Å, или 50–1300 эВ) использовались три сменных VLS-решетки со средними частотами линий $p_0 = 300, 600$ и 1200 мм^{-1} .

В работе [28] при измерении эффективности VLS-решеток оказалось, в частности, что решетки, изготовленные методом интерференционной литографии, обладают меньшим рассеянием излучения, чем решетки, изготовленные на механическом гравировальном станке.

Для исследования электронной структуры конденсированного вещества методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (Angle-Resolved Photoelectron Spectroscopy, ARPES) на синхротроне в Шанхае спроектирован канал излучения, включающий VLS-монохроматор на область энергий 7–791 эВ [29]. В VLS-монохроматоре используются три плоских VLS-решетки с $p_0 = 190 \text{ мм}^{-1}$ (ДР1, 7–104 эВ), 620 мм^{-1} (ДР2, 17–244 эВ) и 2000 мм^{-1} (ДР3, 55–791 эВ). Схема этого монохроматора отлична от использованной в работе [28]: зеркало перед решеткой плоское, фокусировка в плоскости дисперсии целиком осуществляется VLS-решеткой, а сканирование по длине волны – поворотом зеркала и решетки. Расчетная разрешающая способность хотя и зависит от длины волны для каждой решетки, оказывается достаточно высокой. Для решеток ДР1–ДР3 в указанных диапазонах энергии она изменяется в пределах $(8.3–7.3) \times 10^3$, $(2.4–1.8) \times 10^4$ и $(3.8–2.0) \times 10^4$ соответственно. Для увеличения эффективности предполагается использовать решетки, у которых глубина профиля изменяется вдоль штриха.



Рис. 10. Схема рефлектометра на основе монохроматора со сменными плоскими VLS-решетками (ДР1–ДР3), использующего синхротронное излучение: 31, 32 – сферические зеркала скользящего падения; 33 – цилиндрическое зеркало скользящего падения; $\Omega = 8^\circ$. (Адаптировано из [28].)

В том же ряду стоит проект канала синхротронного излучения (National Synchrotron Radiation Laboratory, Сучжоу, КНР), в основном предназначенного для исследования наноматериалов и их применения для преобразования и хранения энергии, а также для изучения катализа, с использованием рентгеновской абсорбционной спектроскопии и оптической люминесценции под действием рентгеновского излучения [30]. Расчетный диапазон энергии (100–1000 эВ) содержит К-края легких элементов (C, N, O, F) и L-края переходных металлов (Fe, Co, Ni). Предполагается использовать две плоских VLS-решетки с $p_0 = 840$ и 1400 мм^{-1} в диапазонах 60–600 и 100–1000 эВ соответственно. Расчетная разрешающая способность монохроматора изменяется в указанных диапазонах от ~ 3000 до ~ 1300 для обеих решеток. Как и в работе [29], плоская VLS-решетка – единственный фокусирующий элемент монохроматора, но сканирование осуществляется поворотом лишь одного плоского зеркала, установленного перед решеткой.

Наряду с синхротронным, также используется лазерно-плазменный источник МР излучения. Так, в работе [31] был разработан лабораторный рефлектометр, предназначенный для характеристики компонентов систем проекционной рентгеновской микролитографии. В описанном рефлектометре с постоянным углом отклонения $\Omega = 20^\circ$ используется VLS-решетка с $p_0 = 2400 \text{ мм}^{-1}$ с золотым отражающим покрытием, изготовленная методом интерференционной литографии.

5. Стигматические (изображающие) спектрометры с плоской VLS-решеткой скользящего падения. Применение в рентгеновской/ВУФ астрофизике. Широкополосный спектрометр со строгой компенсацией астигматизма на двух длинах волн

Рассмотрим плоскую классическую отражательную ДР, установленную в сходящемся гомоцентрическом пучке. Как известно, ДР с эквидистантными штрихами в такой схеме вносит значительный астигматизм (рис. 11), т.е. пространственные положения спектрального (горизонтального) и вертикального фокусов не совпадают. Вертикальный фокус лежит на окружности, описанной вокруг точки O с радиусом L , равным длине отрезка OF – расстоянию от центра решетки до фокуса пучка. Во внутренних порядках дифракции ($m > 0, \psi > \varphi$) спектральный фокус A находится вне этой окружности ($OA > OF$), во внешних порядках ($m < 0, \psi < \varphi$) – внутри нее. Расстояние от центра решетки до спектрального фокуса m -го порядка определяется формулой

$$L_m = L \frac{\sin^2 \psi_m}{\sin^2 \varphi}, \tag{19}$$

причем астигматизм тем сильнее, чем меньше угол скользящего падения на решетку. Соотношение (19) следует из (9) при $r'_h < 0$ (мнимый источник) и $p_1 = 0$ при переходе к скользящим углам падения и дифракции.

Известно, что использование VLS-решетки в сходящемся пучке может устранить астигматизм на одной длине волны λ_0 . В работе [8] показано, каким должен быть закон изменения шага плоской VLS-решетки, на которую

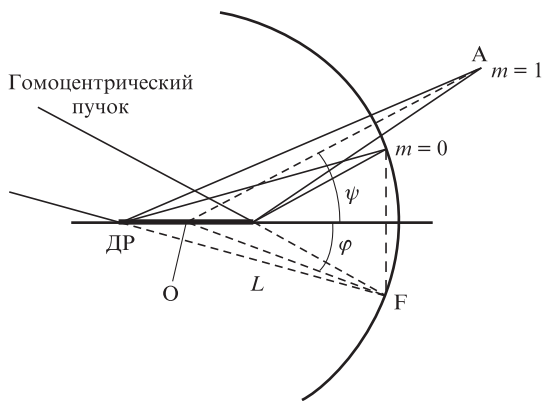


Рис.11. Астигматизм плоской ДР с эквидистантными штрихами при скользшем падении излучения: L – расстояние от центра решетки (точки O) до фокуса сходящегося гомоцентрического пучка F ; вертикальный фокус дифрагированных пучков лежит на окружности радиуса L , описанной вокруг центра решетки O ; A – спектральный фокус для первого внутреннего порядка.

направляется сходящийся гомоцентрический пучок, для совмещения спектрального и вертикального фокусов на выбранной длине волны (рис.12):

$$\frac{1}{p(w)} = d(w) = \frac{m\lambda_0}{\cos\varphi(w) - \cos\psi(w)}, \quad (20)$$

где $\varphi(w)$ и $\psi(w)$ – местные скользящие углы падения и дифракции. Лучи, лежащие в главной плоскости, от любой точки с координатой w на оси y на апертуре решетки дифрагируют в нужном направлении, давая точечное изображение точечного источника на длине волны λ_0 . При этом расхождение между спектральным (горизонтальным) и вертикальным фокусами возрастает по мере удаления длины волны от λ_0 (рис.13).

Первое применение плоских VLS-решеток состоялось, по-видимому, в астрономии в 1990-е гг. Схема спектрометра с тремя плоскими VLS-решетками, в которой сходящийся гомоцентрический пучок создавался рентгеновским телескопом, была использована для получения карты внесолнечных источников излучения в далекой ВУФ области спектра ($\lambda \sim 100-1000 \text{ \AA}$) с борта искусственного спутника Земли EUVE (Extreme Ultraviolet Explorer, обсерватория NASA) [32–35].



Рис.12. Выполнение условия стигматизма на длине волны λ_0 за счет изменения шага штрихов на апертуре плоской VLS-решетки, установленной в сходящемся гомоцентрическом пучке, согласно уравнению (20). Как и в случае классической ДР, вертикальный фокус дифрагированных пучков лежит на окружности радиуса r'_v , описанной вокруг центра решетки O ; порядок дифракции внутренний; расстояние между штрихами решетки уменьшается в направлении оси y .

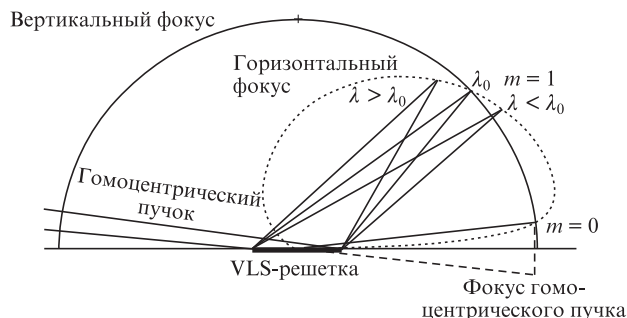


Рис.13. Кривые (геометрические места) горизонтального и вертикального фокусов в схеме падения сходящегося гомоцентрического пучка на плоскую VLS-решетку. Расхождение между фокусами возрастает по мере удаления длины волны от λ_0 .

Основной целью проекта были нахождение и идентификация внесолнечных источников в далекой ВУФ области спектра. Гомоцентрический пучок, формирующий изображение удаленного источника, создавался телескопом скользящего падения с фокусным расстоянием 136 см по схеме Вольтера – Шварцшильда второго типа [32]. Половина его кольцевой апертуры приходилась на детектор глубокого обзора, а другую половину перехватывали три VLS-решетки (по 1/6 апертуры каждая), рассчитанные на три спектральных поддиапазона шириной около октавы каждый. Таким образом, спектральные изображения внесолнечных источников строились в трех каналах (A, B, C). В спектральных каналах A ($70-190 \text{ \AA}$), B ($140-380 \text{ \AA}$) и C ($280-760 \text{ \AA}$) использовались VLS-решетки с размером гравированной области $80 \times 200 \text{ мм}$ и пространственной частотой штрихов $1675-3550, 830-1750$ и $415-875 \text{ мм}^{-1}$ соответственно. Детекторы помещались в фокальной плоскости телескопа. Для подавления нежелательного фона, обусловленного рассеянием линии $\text{Ly}\alpha$ водорода (1216 \AA) и УФ излучения звезд, перед каждым детектором располагался тонкопленочный фильтр. Кроме того, перед телескопом располагались коллиматоры, ограничивавшие поле зрения и предотвращавшие засорение спектра диффузным излучением резонансных линий HeI (584 \AA) и HeII (304 \AA).

Космическая обсерватория EUVE была успешно запущена 7 июня 1992 г. на орбиту высотой 550 км и наклоном 28° относительно экваториальной плоскости Земли и стала первой обсерваторией для наблюдения внесолнечных объектов в далекой ВУФ и МР областях спектра. В результате девятилетней работы обсерватории было зарегистрировано большое число источников излучения (всего 734 объекта), получены их спектры в далекой ВУФ и МР областях спектра и опубликованы каталоги источников и их спектральных линий. Литература по этому вопросу весьма обширна (см., напр., [33–35] и ссылки в них). Общая картина, красочно воспроизводящая распределение внесолнечных источников излучения в далекой ВУФ и МР областях спектра, приведена в [36].

Создать широкополосный квазистигматический спектрометр можно, если посылать на плоскую VLS-решетку не гомоцентрический, как на рис.12 и 13, а слабоастигматический пучок. Концепция такого прибора была разработана в работе [37], причем строгая компенсация астигматизма достигается на двух длинах волн, а практическое условие стигматизма – в широком спектральном диапазоне около двух октав. Такой спектрометр был нами реализован в области $\lambda > 12 \text{ нм}$ с использованием плоской

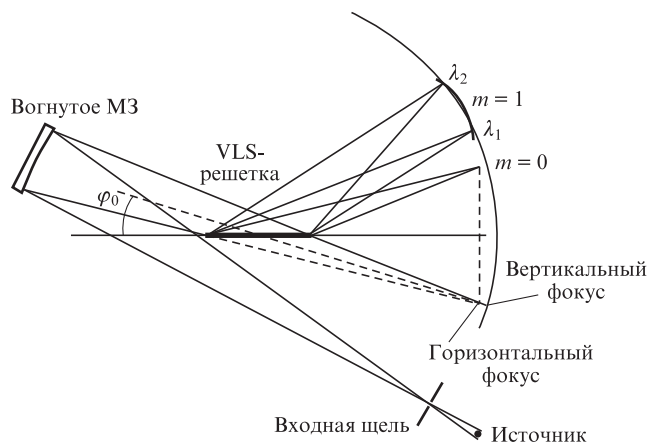


Рис.14. Оптическая схема широкополосного изображающего спектрометра на основе вогнутого фокусирующего аперриодического МЗ и плоской VLS-решетки.

VLS-решетки ($p_0 = 600 \text{ мм}^{-1}$) и вогнутого ($R = 1 \text{ м}$) многослойного зеркала (МЗ) [38–40] (рис.14). Функция создания слабоастигматического пучка возложена на широкополосное МЗ нормального падения на основе аперриодической многослойной структуры Mo/Si, оптимизированной на максимальное равномерное отражение в области 125–250 Å [41]. Параметры стигматического спектрографа на область длин волн 12.5–30 нм представлены ниже.

Угол падения центрального луча на МЗ (град)	7.59
Радиус кривизны МЗ (мм)	1000
Диаметр МЗ (мм)	50
Спектральный диапазон отражения МЗ (Å)	125–300
Угол скользкого падения, φ (град)	6.44
Длина волны строгого стигматизма, λ_1 (Å)	144
Скользкий угол дифракции на длине волны λ_1 (град)	9.92
Длина волны строгого стигматизма, λ_2 (Å)	272
Скользкий угол дифракции на длине волны λ_2 (град)	12.21
Расстояние между плазмой и входной щелью (мм)	30
Расстояние от входной щели до МЗ (мм)	991.2
Расстояние МЗ–VLS-решетка (мм)	461.2
Расстояние L_h между горизонтальным фокусом МЗ и VLS-решеткой (мм)	530.0
Расстояние L_v между вертикальным фокусом МЗ и VLS-решеткой (мм)	535.5
p_0 (мм^{-1})	600
p_1 (мм^{-2})	2.2
p_2 (10^{-3} мм^{-3})	6.0
Обратная линейная дисперсия на длине волны λ_1 (Å/мм)	5.36
Разрешающая способность на длине волны λ_1 , определяемая размером одной ячейки детектора	2070
Обратная линейная дисперсия на длине волны λ_2 (Å/мм)	6.5
Разрешающая способность на длине волны λ_2 , определяемая размером одной ячейки детектора	3200
Размеры освещенной поверхности решетки (мм)	
ширина	40
высота	18
Входной приемный угол (ср)	2.9×10^{-4}
Вертикальное поле зрения (мм)	не менее 10

В реализованной схеме на поверхности детектора находится горизонтальный (спектральный) фокус входной щели и вертикальное (пространственное) изображение лазерной плазмы, находящейся на расстоянии 30 мм перед щелью. Таким образом, в эксперименте регистрируется спектр с пространственным разрешением в вертикальном направлении (вдоль щели).

Спектры регистрировались ПЗС-детекторами с обратной засветкой (количество ячеек размером 13 мкм – 2048×1024, размером 13.5 мкм – 2048×512). В первых экспериментах использовалась VLS-решетка, изготовленная методом электронно-лучевой литографии в Центре коллективного пользования МФТИ. Были зарегистрированы линейчатые спектры многозарядных ионов Li III и FV–F VII в лазерной плазме и продемонстрирована разрешающая способность $\lambda/\delta\lambda \approx 500$. При этом пространственное разрешение составило ~ 26 мкм, или две ячейки детектора. В последующем использовалась VLS-решетка, изготовленная методом интерференционной литографии в НПО ГИПО (Казань). С ее помощью была получена разрешающая способность $\lambda/\delta\lambda \approx 10^3$ [39, 40], что также соответствует двум ячейкам детектора и потому является пределом для метрового спектрометра, оснащенного решеткой с $p_0 = 600 \text{ мм}^{-1}$. В качестве примера на рис. 15 приведен линейчатый спектр многозарядных ионов фтора и лития, полученный за одну вспышку при облучении мишени LiF. Благодаря стигматизму и относительно большому приемному углу 2.9×10^{-4} ср (см. выше), прибор характеризуется высокой светосилой. Более подробное описание эксперимента и схемы прибора, включая результаты численной трассировки лучей, можно найти в работе [39].

В заключение этого раздела укажем, что дальнейшее улучшение параметров прибора возможно при совершен-

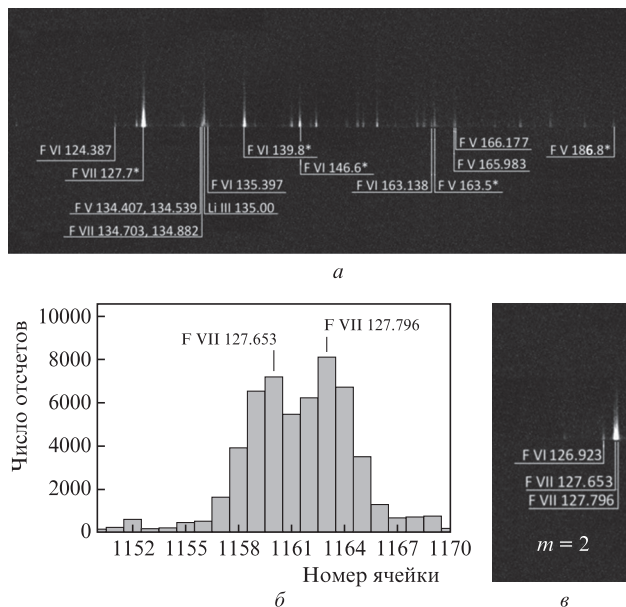


Рис.15. Спектр плазмы с пространственным разрешением в направлении нормали к мишени, полученный при фокусировке на мишень из LiF лазерного импульса (0.5 Дж, 8 нс, 1.06 мкм) (а) (VLS-решетка изготовлена методом интерференционной литографии), гистограмма профиля линий F VII во втором порядке дифракции (б), а также разрешаемые линии ионов FVI и FVII во втором порядке дифракции (в). Спектральная разрешающая способность $\lambda/\delta\lambda \approx 10^3$, как спектральное, так и пространственное разрешение соответствует двум ячейкам детектора (26 мкм).

ствовании технологии изготовления VLS-решеток. Предельная практическая спектральная разрешающая способность в этом случае будет определяться произведением размера ячейки детектора и обратной линейной дисперсии, что может составить, в зависимости от конкретных параметров схемы, до 2000 и более. Предельное пространственное разрешение схемы на рис.14 также ограничено размером ячейки детектора. Большого пространственного разрешения можно было бы достичь при изображении источника на детекторе с увеличением, что является нетривиальной задачей в МР диапазоне.

6. Другие применения плоской VLS-решетки. Рентгеновский флуоресцентный анализ, микроскопия, спектроскопия резонансного неупругого рентгеновского рассеяния

Начато использование спектрометров на основе плоской VLS-решетки для исследования молекул, материалов и биологических объектов методом RIXS – резонансного неупругого рентгеновского рассеяния.

На основе плоской VLS-решетки был создан широкополосный МР спектрометр с плоским фокальным полем для спектральной области 130–650 эВ (19–95 Å) [42]. Спектрометр предназначен для исследования чувствительных к облучению биологических образцов, помещаемых в сфокусированном пучке синхротронного излучения. Бесщелевой спектрометр построен по схеме Хеттрика–Андервуда и включает сферическое зеркало и плоскую VLS-решетку, работающую (в отличие от сканирующего спектрометра/монохроматора Хеттрика–Андервуда [9]) во внутреннем порядке дифракции (рис.16). Второе важное отличие состоит в том, что зеркало направляет на решетку не сходящийся, а расходящийся пучок. Прибор регистрирует излучение одновременно (т.е. без каких-либо механических перемещений) во всем рабочем спектральном диапазоне с разрешающей способностью не менее 1200, реализуемой при условии, что размер источника не превышает 30 мкм×3 мм. Высокая эффективность прибора позволяет регистрировать двумерные RIXS-карты за несколько минут.

Описываемый спектрометр [42] оптимизирован на края поглощения элементов, из которых преимущественно состоят органические материалы. Прибор рассчитан на ре-

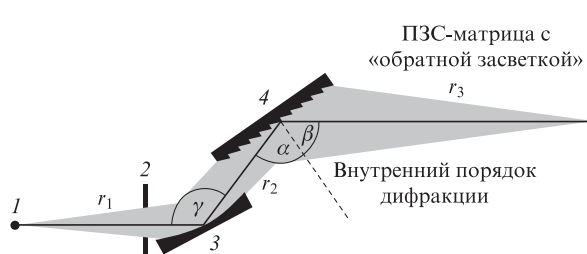


Рис.16. Схема МР спектрометра на основе плоской VLS-решетки для диапазона 19–95 Å:

1 – источник излучения (фокус пучка синхротронного излучения на тонком исследуемом образце); 2 – апертурная диафрагма; 3 – сферическое зеркало, установленное под углом скользящего падения 4° ($\gamma = 172^\circ$); 4 – плоская VLS-решетка ($p_0 = 600 \text{ мм}^{-1}$) с углом блеска 1.8° , установленная под скользящим углом 2.1° ($\alpha = 87.9^\circ$) и работающая при скользящем угле дифракции 5.9° ($\alpha + \beta = \gamma = 172^\circ$). Чувствительная поверхность детектора 5 перпендикулярна оси падающего пучка. (Адаптировано из [42].)

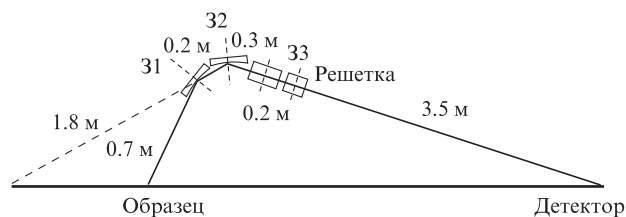


Рис.17. Вертикальный разрез схемы МР спектрометра на основе плоской VLS-решетки для диапазона 680–740 эВ со спектральной разрешающей способностью 30 000: 31 и 32 (гиперболический цилиндр с шириной 150 мм и эллиптический цилиндр с шириной 150 мм) обеспечивают вертикальную фокусировку, 33 (эллиптический цилиндр с шириной 320 мм) совместно с VLS-решеткой, имеющей ширину 75 мм, – горизонтальную. (Адаптировано из [43].)

гистрацию излучения в районе L-края серы ($L_{2,3}$, 150 эВ) в первом порядке дифракции, излучения в районе K-края углерода (280 эВ) во втором порядке дифракции и в районе K-края азота (400 эВ) и кислорода (525 эВ) в третьем порядке дифракции. Благодаря использованию трех порядков дифракции на разных длинах волн, указанные спектральные участки расположены на детекторе достаточно близко друг к другу.

Еще одним примером использования спектрометра высокого разрешения на основе плоской VLS-решетки для регистрации резонансного неупругого рентгеновского рассеяния служит работа [43]. В ней речь идет о разработке сложного изображающего VLS-спектрометра для области 680–740 эВ со спектральной разрешающей способностью 30 000. Общая длина VLS-спектрометра около 5 м. Излучение от объекта собирается и направляется на плоскую VLS-решетку при помощи системы из трех зеркал скользящего падения. Первые два зеркала (гиперболический цилиндр и эллиптический цилиндр) формируют вертикальный фокус источника на детекторе, а третье зеркало (эллиптический цилиндр) фокусирует излучение источника в горизонтальном направлении (плоскости дисперсии) и направляет сходящийся пучок на решетку (рис.17). Общее увеличение схемы составляет около 10 в плоскости дисперсии (горизонтальное) и около 5 в скрещенном направлении (вертикальное). VLS-решетка в схеме установлена под скользящим углом 8° и работает во внешнем порядке $m = -1$ при скользящем угле дифракции 2.4° .

7. Технологии изготовления VLS-решеток

По-видимому, впервые об изготовлении высококачественных дифракционных решеток с шагом, монотонно изменяющимся на апертуре, сообщалось в работе Ф.М.Герасимова и др. [6], в которой говорилось об изготовлении гравированных решеток ($R = 1 \text{ м}$, $p_0 = 300$ 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.

В 1975–76 гг. Т.Харада и др. (Центральная исследовательская лаборатория, фирма Hitachi, Токио) [44, 45] сообщили о создании программируемого гравировального станка, способного варьировать шаг штрихов на апертуре решетки по заданному закону, а также способного изготавливать как прямолинейные, так и криволинейные штрихи. Минимальное приращение шага решетки составляло 0.2 Å [7]. После усовершенствования своего грави-

ровального станка Т.Харада мог изготавливать решетки шириной до 300 мм и длиной штриха 200 мм со средней частотой штрихов до $p_0 \approx 10^4 \text{ мм}^{-1}$ [46]. В настоящее время (после ухода Т.Харады из фирмы Hitachi) фирма изготавливает только реплики с имеющихся гравированных решеток-матриц.

Есть сообщения об изготовлении плоских гравированных решеток фирмой Carl Zeiss Optronics GmbH (Германия) на гравировальном станке GTM6 [42]. В настоящее время станок находится в распоряжении Берлинского центра материалов и энергии им. Гельмгольца (Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie).

Еще одна технология, пригодная для изготовления VLS-решеток, – электронно-лучевая литография. Метод заключается в экспонировании резиста электронным пучком с последующим плазмохимическим травлением. Электронный пучок наносит на резист требуемый «рисунок» линий VLS-решетки. Затем экспонированный резист проявляется и стравливается, после чего материал решетки стравливается на экспонированных участках, тем самым перенося «рисунок» на материал решетки. На последнем этапе удаляется оставшийся защитный резист. При помощи этого метода в ЦКП МФТИ была изготовлена первая отечественная VLS-решетка для МР области спектра (рис.18) [38]. Рисунок VLS-решетки создавался в вольфрамовой пленке толщиной 100 нм, нанесенной на плоскопараллельную подложку из стекла К8.

При нанесении электронно-лучевого «рисунка» на резист, покрывающий слой вольфрама, возникает проблема «сшивки» различных участков литографирования из-за возможных ошибок механического позиционирования подложки. Проблема «сшивки» полей экспонирования на больших апертурах (в нашем случае $40 \times 16 \text{ мм}$) является общей проблемой метода электронно-лучевой литографии. В том случае, когда неточность позициониро-

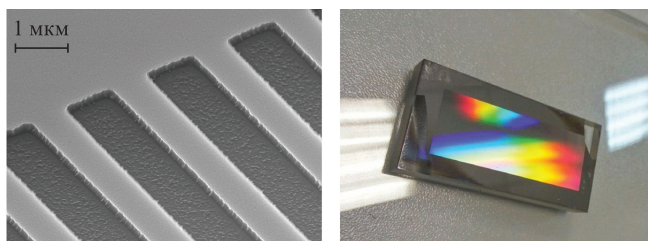


Рис.18. СЭМ-фотография участка вольфрамовой VLS-решетки на стеклянной подложке (а), а также фотография этой решетки с апертурой $40 \times 16 \text{ мм}$ (б).

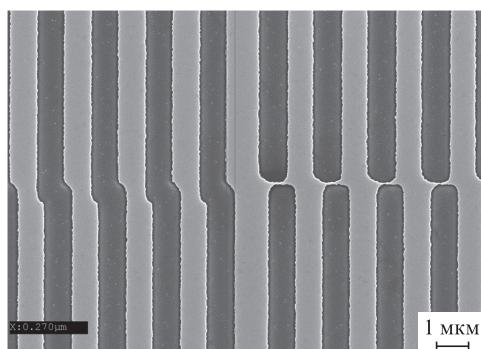


Рис.19. Пример неточной «сшивки» полей экспонирования одного из тестовых образцов вольфрамовой VLS-решетки, изготовленной методом электронно-лучевой литографии.

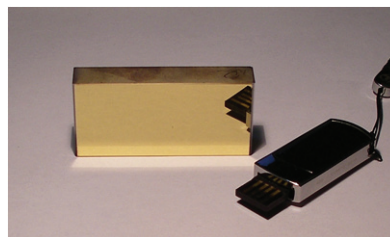


Рис.20. Фотография позолоченной VLS-решетки площадью $55 \times 25 \text{ мм}$, изготовленной методом интерференционной литографии на длине волны 532 нм.

вания сопоставима с локальным шагом решетки, это может ограничивать спектральное разрешение VLS-решетки и спектрометра на ее основе. Пример такой неточной «сшивки» дан на рис.19.

Интерференционная литография на сегодня является одним из наиболее технологически доступных способов изготовления VLS-решеток. При таком изготовлении штрихи решетки формируются в процессе экспонирования (записи) картины интерференции двух волн на фоторезисте и дальнейшей его обработки. 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 аппроксимация, будет зависеть спектральное разрешение прибора, в котором планируется использовать изготавливаемую решетку, поэтому решение этой задачи играет ключевую роль. Подобные задачи успешно решались в Японии при изготовлении VLS-решеток для спектрографа с плоским фокальным полем [47, 48]. В работе [47] в качестве вспомогательного оптического элемента было использовано сферическое зеркало наклонного падения. VLS-решетки, изготовленные методом интерференционной литографии, коммерчески доступны (например, решетки Шимадзу [49]). Первая отечественная плоская VLS-решетка для МР области спектра была изготовлена в НПО ГИПО методом интерференционной литографии на длине волны 532 нм (рис.20) [40].

К настоящему моменту нами решена задача численного расчета оптической схемы для интерференционной литографии, реализующей требуемое распределение пространственной частоты интерференционных полос на апертуре плоской или сферической подложки (VLS-решетки), т.е. такой зависимости частоты, которая описывается полиномом $p(w)$ (1). Решение задачи включает контроль радиуса кривизны полос (штрихов решетки). Работа в этом направлении продолжается [50].

8. Заключение

В настоящей статье мы постарались описать два различных класса апериодических элементов для оптики и спектроскопии МР диапазона – плоские и вогнутые отражательные ДР с монотонным изменением шага по апертуре (VLS-решетки). Они обладают рядом преимуществ перед «классическими» решетками МР диапазона (ДР с эквидистантными штрихами), а их соединение с другими оптическими элементами (МЗ, асферическими зеркалами скользящего падения и др.) в одном приборе открывает новые возможности для исследований.

Так, широкополосные МЗ нормального падения в сочетании с отражательными VLS-решетками участвуют в

построении стигматических спектральных изображений высокого разрешения в МР диапазоне спектра. Ранее (до 1990-х гг.) построение стигматических спектральных изображений в ВУФ области было возможно лишь в спектрометрах для $\lambda > 30$ нм. К моменту написания статьи созданы широкополосные зеркала нормального падения на основе аперидических структур Mo/Si, эффективные в диапазоне длин волн 12–30 нм [39], широкополосные палладийсодержащие МЗ для диапазона 8.9–11.2 нм (т.е. в области длин волн короче К-края бериллия) [51], а также МЗ на основе Sb/V₄C в диапазоне 9–12 нм [52]. Кроме того, широкополосные зеркала нормального падения на основе Mo/Be (Rh/Be) согласно расчетам обладают более высокими коэффициентами отражения в области 11–13 нм и их использование повысит эффективность построения стигматических спектральных изображений в этой области, а синтез широкополосных зеркал La/V₄C расширит эту область примерно до 6.9 нм. Дальнейшее расширение указанной области в сторону коротких длин волн может быть связано с асферическими зеркалами скользящего падения (например, эллиптическими), но и в этом случае выигрывает от нанесения аперидического отражающего многослойного покрытия будет значительным, позволяющим увеличить угол скользящего падения и сократить длину зеркала в несколько раз. Основные достижения в этом направлении еще впереди, и их реализация в огромной степени будет зависеть от прогресса технологии.

В прошлом для регистрации ВУФ и МР спектров использовалась специальная фотоэмульсия, нанесенная на тонкую фотопластинку или фотопленку. В настоящее время существует потребность в быстрой (часто в реальном масштабе времени) обработке спектров в разнообразных экспериментах и измерениях. Такую возможность предоставляют современные детекторы с электрическим считыванием сигнала. Создание современных цифровых детекторов, в том числе ПЗС-матриц с обратной засветкой для МР диапазона, сделало востребованными схемы МР спектрометров и монохроматоров с плоским фокальным полем. В этом случае схемы спектрометров на основе VLS-решеток имеют неоспоримое преимущество перед спектрометрами на основе классических дифракционных решеток: фокальная поверхность VLS-спектрометра с плоским полем перпендикулярна или почти перпендикулярна лучам и хорошо аппроксимируется плоскостью, а фокусное расстояние сканирующего VLS-спектрометра/монохроматора сохраняется при сканировании в широком спектральном диапазоне при неизменном положении остальных элементов схемы.

Вогнутые VLS-решетки используются в широкополосных (шириной порядка двух октав, например 5–20 нм, 1–5 нм) спектрометрах с неизменной геометрией. В этом спектральном интервале спектральное разрешение определяется дисперсией и пространственным разрешением детектора и численно приблизительно равно удвоенному произведению обратной линейной дисперсии и размера ячейки ПЗС-детектора. При этом рабочая ширина VLS-решетки (и приемный угол) может быть несколько больше, чем ширина классической ДР, за счет компенсации aberrаций в спектральном рабочем диапазоне.

В последние годы наблюдается значительная диверсификация схем с плоской VLS-решеткой, что видно из примеров, приведенных в настоящем обзоре. Плоские VLS-решетки работают и в сходящемся, и в расходящемся пуч-

ках. Они используются как в схемах широкополосного спектрографа с неизменной геометрией, так и в схемах сканирующего спектрометра/монохроматора. В последнем случае реализуется замечательная схема с неподвижными входной и выходной (или детектором) щелями при сохранении требуемого спектрального разрешения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00506).

9. Литература

- Rowland H.A. *Phil. Mag.*, **13**, 469 (1882).
- Samson J.A.R. *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy* (New York: Wiley, 1967).
- Mack J.E., Stehn J.R., Edlen B. *J. Opt. Soc. Am.*, **22**, 245 (1932).
- Эдлен Б. *УФН*, **89** (3), 483 (1966).
- Cornu M.A. *Comptes Rendus Acad. Sci.*, **117**, 1032 (1893).
- Герасимов Ф.М., Яковлев Э.А., Пейсахсон И.В., Кошелев Б.В. *Оптика и спектроскопия*, **28** (4), 790 (1970).
- Harada T., Kita T. *Appl. Opt.*, **19** (23), 3987 (1980).
- Hettrick M.C., Bowyer S. *Appl. Opt.*, **22** (24), 3921 (1983).
- Hettrick M.C., Underwood J.H. *AIP Conf. Proc.*, **147**, 237 (1986).
- Namioka T. *J. Opt. Soc. Am.*, **49** (5), 446 (1959).
- Wadsworth F.L.O. *Astrophys. J.*, **3**, 47 (1896).
- Вишняков Е.А., Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. *Квантовая электроника*, **46** (10), 953 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (10), 953 (2016)].
- Рагозин Е.Н., Вишняков Е.А., Колесников А.О., Пирожков А.С., Шатохин А.Н. *Аперидические элементы в оптике мягкого рентгеновского диапазона* (М.: Физматлит, 2018).
- Kita T., Harada T., Nakano N., Kuroda H. *Appl. Opt.*, **22** (4), 512 (1983).
- 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., Kiriya 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., Bulanov S.V. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 135004 (2012).
- 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., Kiriya 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., Bulanov S.V. *New J. Phys.*, **16**, 093003 (2014).
- 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. *Sci. Rep.*, **7**, 17968 (2017).
- Neely D., Chambers D., Danson C., et al. *AIP Conf. Proc.*, **426**, 479 (1998).
- Beiersdorfer P., Magee E.W., Träbert E., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **75** (10), 3723 (2004).
- Dunn J., Magee E.W., Shepherd R., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 10E314 (2008).
- Terauchi M., Koshiya S., Satoh F., et al. *Microsc. Microanal.*, **20** (3), 692 (2014).
- Terauchi M., Koike M., Fukushima K., Kimura A. *J. Electron Microsc.*, **59** (4), 251 (2010).
- Imazono T., Koike M., Kawachi T., et al. *Appl. Opt.*, **51** (13), 2351 (2012).
- <https://www.jeol.co.jp/en/products/detail/SXES.html>.
- Hettrick M.C., Underwood J.H., Batson P.J., Eckart M.J. *Appl. Opt.*, **27** (2), 200 (1988).
- Koch J.A., MacGowan B.J., Da Silva L.B., Matthews D.L., Underwood J.H., Batson P.J., Mrowka S. *Phys. Rev. Lett.*, **68** (22), 3291 (1992).
- <http://hettrickscientific.com/>.

28. Underwood J.H., Gullikson E.M., Koike M., Mrowka S. *Proc. SPIE*, **3150**, 40 (1997).
29. Wang J.-J., Mao Y.E., Shi T., Chang R., Qiao S. *Chin. Phys. C*, **39** (4), 048001 (2015).
30. Du L., Du X., Wang Q., Zhong J. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **877**, 65 (2018).
31. Miyake A. et al. *Proc. SPIE*, **5037**, 647 (2003).
32. Hettrick M.C., Bowyer S., Malina R.F., Martin C., Mrowka S. *Appl. Opt.*, **24** (12), 1737 (1985).
33. Sirk M.M., Vallergera J.V., Finley D.S., Jelinsky P., Malina R.F. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **110**, 347 (1997).
34. Craig N., Abbott M., Finley D.S., Jessop H., Howell S.B., Mathioudakis M., Sommers J., Vallergera J.V., Malina R.F. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **113**, 131 (1997).
35. Bowyer S., Lampton M., Lewis J., Wu X., Jelinsky P., Malina R.F. *Astrophys. J. Suppl. Series*, **102**, 129 (1996).
36. <https://archive.stsci.edu/euve/allsky/results.html>.
37. Вишняков Е.А., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. *Квантовая электроника*, **45** (4), 371 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (4), 371 (2015)].
38. Вишняков Е.А., Колесников А.О., Кузин А.А., Негров Д.В., Рагозин Е.Н., Сасоров П.В., Шатохин А.Н. *Квантовая электроника*, **47** (1), 54 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (1), 54 (2017)].
39. Shatokhin A.N., Kolesnikov A.O., Sasorov P.V., Vishnyakov E.A., Ragozin E.N. *Opt. Express*, **26** (15), 19009 (2018).
40. Ragozin E.N., Belokopytov A.A., Kolesnikov A.O., Muslimov E.R., Shatokhin A.N., Vishnyakov E.A. *Proc. SPIE*, **10235**, 102350L (2017).
41. Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *УФН*, **185** (11), 1203 (2015) [*Phys. Usp.*, **58** (11), 1095 (2015)].
42. Fuchs O. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **80**, 063103 (2009).
43. Warwick T., Chuang Y.-D., Voronov D.L., Padmore H.A. *J. Synchrotron Radiat.*, **21**, 736 (2014).
44. Harada T., Moriyama S., Kita T. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **14**, 175 (1975).
45. Harada T., Moriyama S., Kita T., Kondo Y. *J. Jpn. Soc. Precision Eng.*, **42**, 888 (1976).
46. Kita T., Harada T. *Appl. Opt.*, **31** (10), 1399 (1992).
47. Koike M., Namioka T., Gullikson E., Harada Y., Ishikawa S., Imazono T., Mrowka S., Miyata N., Yanagihara M., Underwood J.H., Sano K., Ogiwara T., Yoda O., Nagai S. *Proc. SPIE*, **4146**, 163 (2000).
48. Namioka T., Koike M. *Appl. Opt.*, **34** (13), 2180 (1995).
49. <https://www.shimadzu.com/opt/products/dif/o-k25cur0000006zd0.html>.
50. Рагозин Е.Н., Вишняков Е.А., Колесников А.О., Шатохин А.Н. Патент РФ №2659875, приоритет от 26.07.2017.
51. Windt D.L., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **54** (18), 5850 (2015).
52. Вишняков Е.А., Копылец И.А., Кондратенко В.В. и др. *Квантовая электроника*, **48** (3), 189 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (3), 189 (2018)].