

# Измерение спектров отражения многослойных зеркал в мягкой рентгеновской области спектра при помощи широкополосного лазерно-плазменного источника излучения

Е.А.Вишняков, К.Н.Медников, А.А.Перцов, Е.Н.Рагозин, А.А.Рева, А.С.Ульянов, С.В.Шестов

*При помощи лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского излучения исследованы спектры отражения нескольких многослойных периодических Mo/Si-, Mg/Si- и Al/Zr-зеркал вогнутой формы (сферических и параболических), предназначенных для космических экспериментов. Исследованы спектры отражения лабораторного аperiodического Mo/Si-зеркала, оптимизированного на равномерное отражение в области 125–250 Å. Около основного максимума в спектре периодического многослойного зеркала на длину волны 132 Å обнаружены сателлиты. В спектрах отражения периодических Mo/Si-зеркал на  $\lambda = 304$  Å зарегистрированы интенсивные максимумы отражения во втором порядке интерференции на длинах волн около 160 Å. В спектрах узкополосных зеркал на основе многослойной структуры Mg/Si, наоборот, второй порядок отражения существенно ослаблен. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с теоретическими расчётами. В полученных спектрах зафиксированы также проявления NEXAFS-структуры  $L_{2,3}$ -краев поглощения Al и  $Al_2O_3$ .*

**Ключевые слова:** лазерно-плазменный источник излучения, мягкий рентгеновский диапазон, изображающий (стигматический) дифракционный спектрометр, многослойные рентгеновские зеркала нормального падения, NEXAFS-структура L-края поглощения Al.

## 1. Введение

В настоящее время многослойная рентгеновская оптика стала неотъемлемой частью экспериментов по регистрации излучения и диагностике лабораторной и астрофизической плазмы. Современные успехи в солнечной астрономии мягкого рентгеновского (МР) и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазонов спектра (3–60 нм) в значительной мере связаны с прогрессом в разработке новых типов отражающих многослойных покрытий для элементов рентгеновской оптики. Периодические многослойные зеркала (МЗ) имеют высокоселективный коэффициент отражения по спектру, вследствие чего их обычно используют для выделения определённых линий или их групп в линейчатых спектрах.

При проведении экспериментов в лабораторных условиях существует потребность в дифракционных спектрометрах МР диапазона, обладающих одновременно стигматизмом, относительно большим приемным углом ( $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  рад  $\times$   $5 \cdot 10^{-2}$  рад) и сравнительно широким рабочим спектральным диапазоном (порядка октавы и более) при разрешающей способности  $\lambda/\delta\lambda \sim 3 \times 10^2$  и

выше. Такой стигматический (изображающий) спектральный прибор реализуется при использовании аperiodических многослойных зеркал нормального падения [1–4] в сочетании, например, с пропускающей дифракционной решеткой.

Периодические многослойные рентгеновские зеркала принято характеризовать коэффициентом отражения в максимуме (т. е. на длине волны  $\lambda_0 = 2d\langle n \rangle \cos \theta$ , где  $d$  – период многослойной структуры,  $\langle n \rangle$  – среднее по периоду значение показателя преломления и  $\theta$  – угол падения), а также формой и шириной резонансного пика отражения. При этом важное значение имеют и другие параметры зеркал, которые обычно остаются без должного внимания. Речь идет, например, о малых сопровождающих максимумах (так называемых сателлитах) и о высших интерференционных порядках отражения, которые могут вносить существенный вклад в интегральный по спектру отражённый поток излучения. Использование широкополосного лазерно-плазменного источника МР излучения позволяет выявить эти особенности зеркал и исследовать их роль в формировании отражённого сигнала.

Цель настоящей работы – изучение вышеуказанных особенностей спектров отражения периодических МЗ нового поколения, разработанных и синтезированных в Институте физики микроструктур РАН в рамках проекта ТЕСИС/КОРОНАС-ФОТОН для изображающей спектроскопии Солнца, а также исследование спектральных коэффициентов отражения широкополосного аperiodического МЗ, созданного для спектроскопии и диагностики лабораторной (в том числе лазерной) плазмы и синтезированного в Национальном техническом университете «Харьковский политехнический институт» (Украина). Для периодических МЗ определялась их однородность

Е.А.Вишняков, К.Н.Медников, А.А.Перцов, А.А.Рева, А.С.Ульянов, С.В.Шестов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53;

Е.Н.Рагозин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 30 апреля 2008 г., после доработки – 2 октября 2008 г.

по апертуре, а также оценивалась относительная роль «крыльев» отражения с учётом конкретных детекторов излучения и абсорбционных фильтров. При исследовании аperiodического МЗ, оптимизированного на равномерное отражение в некоторой области длин волн, основное внимание уделялось вариациям коэффициента отражения в пределах области оптимизации.

## 2. Экспериментальная установка

На рис. 1, *a* представлена принципиальная оптическая схема изображающего (стигматического) дифракционного спектрометра, используемого для проведения экспериментов, в котором роль фокусирующего элемента принадлежит исследуемому зеркалу. Спектрометр [5] собирался на оптическом столе размером  $0.6 \times 3.6$  м в вакуумной камере ИКАР и включал в себя входную щель, исследуемое МЗ, широкоапертурную дифракционную решётку на пропускание и детектор.

Согласно схеме Роуланда, входная щель и регистрирующая схема располагались симметрично относительно нормали к поверхности исследуемого зеркала, проведённой через точку падения центрального луча. Расстояние между серединой детектора и входной щелью было неизменным (210 мм), тогда как радиусы кривизны исследуемых зеркал составляли 1–3.25 м. Таким образом, отражение излучения от МЗ происходило при небольших ( $0.1–0.03$  рад) углах падения. В результате aberrации схемы были чрезвычайно малы, и спектральные изображения входной щели, создаваемые многослойными зеркалами на чувствительной поверхности детектора, обла-

дали высокой стигматичностью. Спектральная ширина щели зависела от расстояния от решётки до детектора и в различных измерениях составляла  $1.5–3 \text{ \AA}$ .

Источником МР излучения в данной схеме служила плазма, образующаяся при облучении вольфрамовой мишени наносекундными импульсами лазера на кристалле ортоалюмината иттрия, легированного неодимом ( $\text{Nd} : \text{YAlO}_3$ , 0.5 Дж, 6 нс, 1.08 мкм). Лазерный пучок фокусировался на мишени в пятно с эффективной площадью  $S_{\text{eff}} \sim 10^{-5} \text{ см}^2$  с помощью линзы из тяжёлого флинта с фокусным расстоянием  $f = 75$  мм. Максимальная интенсивность лазерного излучения в центре фокального пятна составляла  $\sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ .

Как известно [6, 7], из-за высокого атомного номера вольфрама излучение получаемой плазмы представляет собой квазинепрерывный спектр с плавно изменяющейся в диапазоне  $20–350 \text{ \AA}$  интенсивностью. Это позволяет использовать такое излучение для исследований в достаточно широком спектральном диапазоне. В итоге интенсивность каждого из спектров, зарегистрированных в данной работе, равна произведению интенсивности медленно меняющегося спектра источника, отражательной способности исследуемого зеркала и чувствительности детектора (с учётом пропускания фильтра).

В зависимости от радиуса кривизны МЗ входная щель схемы располагалась на расстоянии 110 либо 20 мм от места фокусировки лазерного импульса на мишени. Ширина щели составляла 45 мкм и не изменялась от эксперимента к эксперименту. При каждом отдельном измерении входная щель и детектор были установлены на круге Роуланда исследуемого вогнутого МЗ.

В пучке, отражённом от исследуемого МЗ, располагалась свободностоящая широкоапертурная пропускающая дифракционная решётка (1000 лин./мм,  $5 \text{ см}^2$ ), которая помещалась на рассчитанном исходя из требуемого значения дисперсии расстоянии от детектора. Чувствительные элементы детекторов представляли собой две ПЗС-матрицы фирмы E2V (CCD 47-10 backside-illuminated, размер ячейки 13 мкм), на одну из которых был нанесён слой Al, на другую – многослойная структура Zr/Si. Нанесённые слои выполняли функцию абсорбционных фильтров.

Из-за малых размеров лазерно-плазменного источника ( $\sim 0.05$  мм) излучение, исходящее из какой-либо точки входной щели, освещало сравнительно небольшой ( $1–3$  мм по вертикали) участок апертуры МЗ. Поэтому каждый такой участок апертуры формировал на детекторе на определенной высоте свою горизонтальную полосу спектрального изображения. Все вместе полосы образовывали спектр, протяжённый по вертикали. Поэтому зависимость формы спектров от вертикальной координаты на детекторе позволяет судить об однородности отражательных характеристик многослойного покрытия по апертуре исследуемых МЗ. В частности, изменение расстояния от соответствующих участков спектрального изображения до нулевого порядка дифракции говорит о зависимости периода многослойной структуры от координаты по апертуре зеркала.

## 3. Особенности зарегистрированных спектров

В ходе работы были измерены спектральные характеристики нескольких периодических многослойных рентгеновских зеркал, некоторые из которых были двухсек-

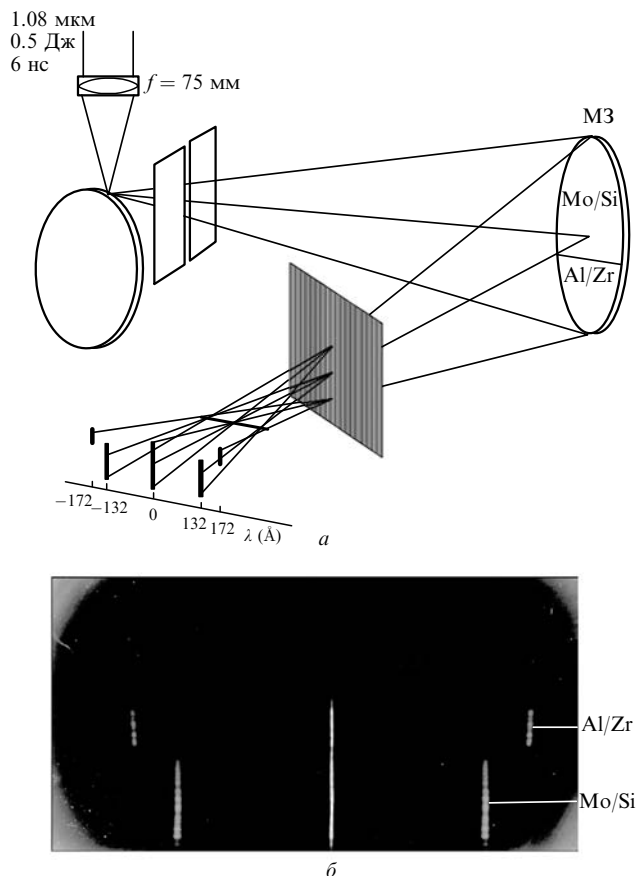


Рис. 1. Оптическая схема экспериментов на примере спектрометра с двухсекционным МЗ ( $\text{Mo/Si}$  и  $\text{Al/Zr}$ ) в качестве фокусирующего элемента (*a*) и спектр отражения данного МЗ (*б*).

Табл.1. Основные характеристики исследуемых многослойных зеркал.

$\lambda_0$ (Å)	Материал	Форма	Радиус кривизны (мм)	Число монослоёв	Период (Å)
132/172	Mo/Si, Al/Zr	Параболическая	3250	100, 100	68, 87
192	Mo/Si	Сферическая	1612	80	98
132	Mo/Si	Параболическая	3250	100	68
304	Mo/Si	Параболическая	1000	30	166
304	Mo/Si	Параболическая	1200	24	164
304	Mg/Si	Параболическая	3250	80	157
Широкополосное зеркало	Mo/Si	Сферическая	1000	80	—

Примечание: Для параболических зеркал указан радиус кривизны при вершине.

ционными (апертура была разделена на два участка, на которые наносились различные многослойные покрытия). В табл.1 собраны предварительные сведения обо всех МЗ, спектры которых приведены в данной статье.

Рассмотрим особенности зарегистрированных спектров.

### 3.1. Неоднородности многослойного покрытия по апертуре исследуемых зеркал

На рис.1,б показан спектр отражения двухсекционного (Mo/Si и Al/Zr) МЗ, максимумы отражения которого должны приходиться на длины волн 132 и 172 Å. Видно, что спектральные линии фрагмента на длине волны 172 Å имеют небольшой наклон, указывающий на увеличение периода многослойной структуры на краях апертуры МЗ (пик отражения при этом смещается от 172 до 176 Å). Фрагмент на  $\lambda = 132$  Å даёт спектральные линии без наклона, что говорит об однородности периода многослойной структуры по апертуре фрагмента.

Другим примером слабонеоднородного МЗ может служить периодическое Mo/Si-зеркало, максимум отражения которого должен приходиться на  $\lambda_0 = 192$  Å; его спектр показан на рис.2. Как видно из рисунка, края спектральной линии расположены дальше от нулевого диф-

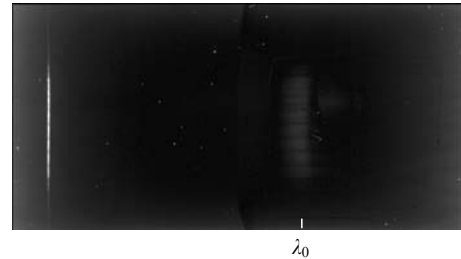


Рис.2. Спектр отражения периодического Mo/Si-зеркала с  $\lambda_0 \approx 192$  Å.

ракционного порядка, чем её середина. Максимум отражения МЗ смещается от 190 Å в центре до 194 Å на краях апертуры. Это свидетельствует о том, что на краях зеркала период многослойной структуры примерно на 2 Å больше, чем в центре.

Спектры отражения остальных периодических МЗ свидетельствуют о высокой однородности многослойного покрытия по их апертурам.

### 3.2. Сателлиты около основного максимума отражения (МЗ на $\lambda_0 = 132$ Å)

В спектре периодического многослойного Mo/Si-зеркала с максимумом отражения на  $\lambda_0 \approx 132$  Å отчётливо видны сателлиты с обеих сторон от основного максиму-

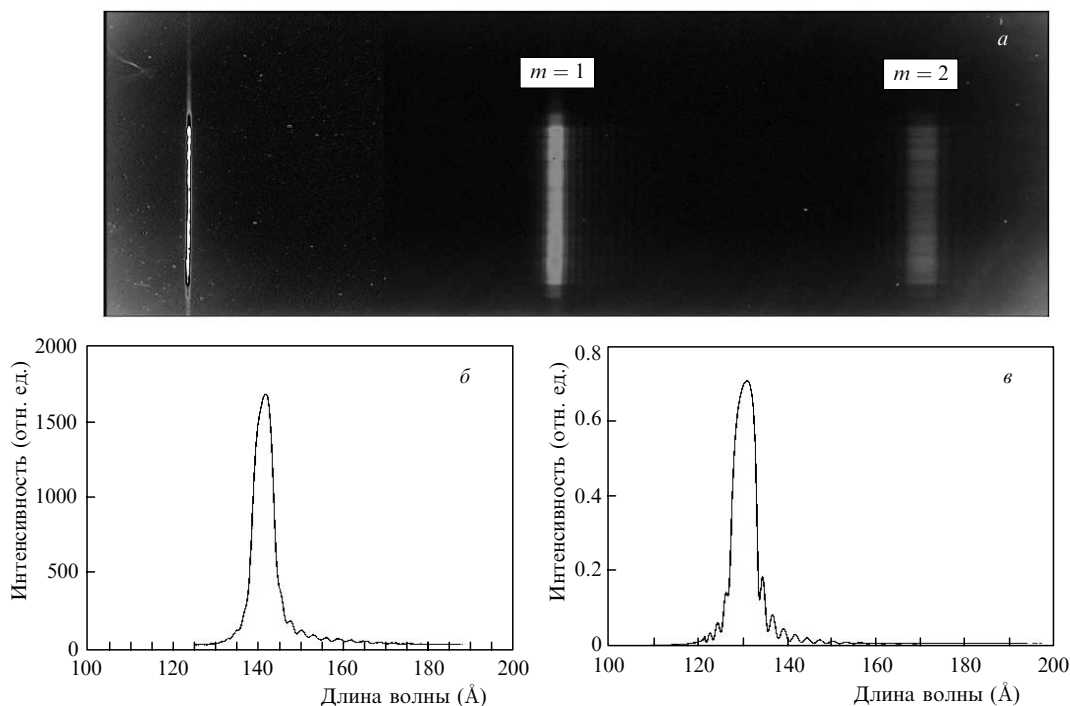


Рис.3. Спектр отражения МЗ на  $\lambda_0 \approx 132$  Å (а, б) и результат теоретического расчёта отражения спектра с учетом 100 монослоёв (в) ( $m = 1, 2$  – первый и второй порядки дифракции).

ма (рис.3а, б). В длинноволновой области этих спутников больше и они видны лучше. Это находится в полном согласии с результатами теоретического расчёта [1] (рис. 3,в), причём расстояние между спутниками в спектре обусловлено общим количеством слоёв в многослойной структуре. Теоретический расчёт выполнен для 100 монослоёв Мо и Si с учётом переходных слоёв. Период структуры составлял 68.6 Å, доля Мо в периоде была равна 29.4 % по толщине.

Отметим, что для всех теоретических расчётов многослойных Мо/Si-структур, описанных в данной работе, в качестве переходных слоёв использовались слои Мо-на-Si (толщиной 12 Å) и Si-на-Мо (толщиной 6 Å) со стехиометрией силицида  $\text{MoSi}_2$ . Оптические константы материалов для всех теоретических расчётов были взяты из [8].

Сравнение экспериментальной и теоретической кривых (рис.3,б, в) позволяет судить о разрешающей способности описываемой схемы, а также о качестве периодической структуры МЗ. Видно, что на экспериментальном спектре разрешаются все спутники, кроме первого. Это подтверждает то, что спектральное разрешение схемы составляло 1.2 Å. С другой стороны, большое сходство между экспериментальным и теоретическим спектрами, как в форме основного максимума, так и в спутниковой структуре, позволяет говорить о высоком качестве периодической структуры исследуемого МЗ.

### 3.3. Интерференционный максимум второго порядка в МЗ с $\lambda_0 \approx 304 \text{ Å}$

В настоящей работе были измерены спектры отражения для двух типов многослойных зеркал с максимумом отражения вблизи 304 Å. Речь идет о зеркалах на основе как «классической» Мо/Si-структуры, так и новой периодической структуры Mg/Si.

Ранее сообщалось о синтезе многослойных структур Mg/SiC с коэффициентом отражения 30 % – 40 % на длине волны  $\sim 304 \text{ Å}$  [9]. В работе [10] была предсказана высокая эффективность многослойной структуры Mg/Si для работы с излучением вблизи 304 Å, но эта структура не была синтезирована. В нашей работе исследовались МЗ, синтезированные на основе пары Mg/Si с использованием буферных слоёв Сг и  $\text{В}_4\text{С}$  [11].

Целесообразно сопоставить расчетные значения коэффициентов отражения структур Мо/Si и Mg/Si в диапазоне длин волн 100 – 350 Å (рис.4). Расчёт коэффициентов для Mg/Si проводился без учёта буферных слоёв, тогда как в случае Мо/Si учитывалось влияние переходных

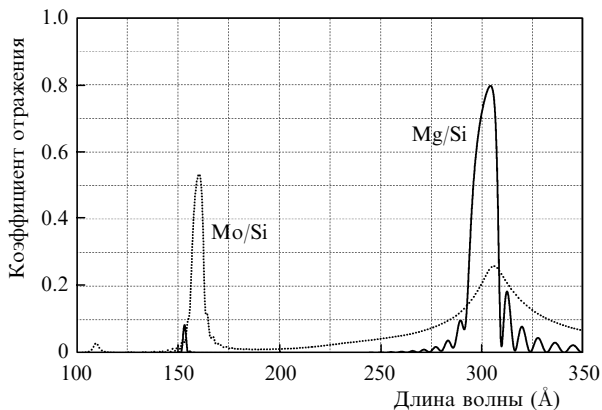


Рис.4. Расчётные коэффициенты отражения многослойных структур Mg/Si (сплошная кривая) и Мо/Si (пунктир) на  $\lambda_0 = 304 \text{ Å}$ .

слоёв. При расчёте Мо/Si-структуры ее период составил 165 Å с содержанием Мо в периоде 18.7 %. Период структуры Mg/Si был равен 157 Å, доля Mg по толщине составляла 68 %.

В расчётном спектре для многослойной Мо/Si-структуры присутствует ярко выраженный интерференционный максимум второго порядка на длине волны около 160 Å. Из-за того, что средний показатель преломления Мо/Si-структуры  $\langle n \rangle$  увеличивается по мере продвижения в коротковолновую область, второй интерференционный максимум немного сдвигается в область больших длин волн и имеет максимум не на длине волны 152 Å, а около 160 Å. Кроме того, максимум первого порядка характеризуется большой шириной на полувысоте (30 – 35 Å) и широкими «крыльями». Оба эти обстоятельства существенно усложняют спектральную интерпретацию недиспергированных изображений, полученных при помощи такого многослойного зеркала.

На рис.4 представлен также расчёт для новой многослойной структуры Mg/Si. Около длины волны 250 Å лежит L-край поглощения Mg, обладающего существенно более низким поглощением в области  $\sim 300 \text{ Å}$ , нежели Мо. Благодаря использованию Mg в многослойной структуре, во-первых, «работает» в несколько раз большее число слоёв, что существенно сужает резонансный максимум отражения, и, во-вторых, второй интерференционный порядок отражения существенно ослабляется, т. к. он оказывается далеко за L-краем поглощения Mg. Таким образом, МЗ на основе Mg/Si лишены обеих вышеуказанных особенностей, присущих Мо/Si-зеркалам, и их использование гораздо более предпочтительно для регистрации квазимонохроматических спектральных изображений в обсуждаемой области спектра.

На рис.5 представлены экспериментальные спектры отражения для МЗ с максимумами вблизи 304 Å. Из приведённых спектров Мо/Si-зеркал уже исключены вторые порядки дифракции от максимумов вблизи 160 Å, которые частично накладывались на спектры в районе 320 Å. Как и следовало ожидать, на спектрах многослойных Мо/Si-структур отчетливо виден интерференционный максимум второго порядка, а основной максимум отражения имеет большую ширину на полувысоте ( $\sim 30 \text{ Å}$ ). В то же время спектр Mg/Si-зеркала имеет достаточно узкий ( $\sim 12 \text{ Å}$ ) основной максимум отражения, а вблизи  $\lambda = 160 \text{ Å}$  отражения практически нет, что тоже соответствует теории.

### 3.4. Вариации спектрального коэффициента отражения аperiodического МЗ

В ходе экспериментов были проведены измерения спектрального коэффициента отражения аperiodического лабораторного МЗ, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в области 125 – 250 Å. Сначала был получен спектр МЗ на ПЗС с Zr/Si-фильтром (рис.6), а затем, без каких-либо изменений в схеме, — спектр на ПЗС с Al-фильтром (рис.7).

Коротковолновая граница обоих спектров определяется L-краями поглощения Si и Al соответственно, длинноволновая граница — падением интенсивности в эмиссионном спектре вольфрамовой плазмы, а также падением пропускания Zr в случае детектора с Zr/Si-фильтром. Поэтому, исходя из полученных спектров, можно с уверенностью говорить о величине коэффициента отражения данного МЗ только в области длин волн 125 – 190 Å.

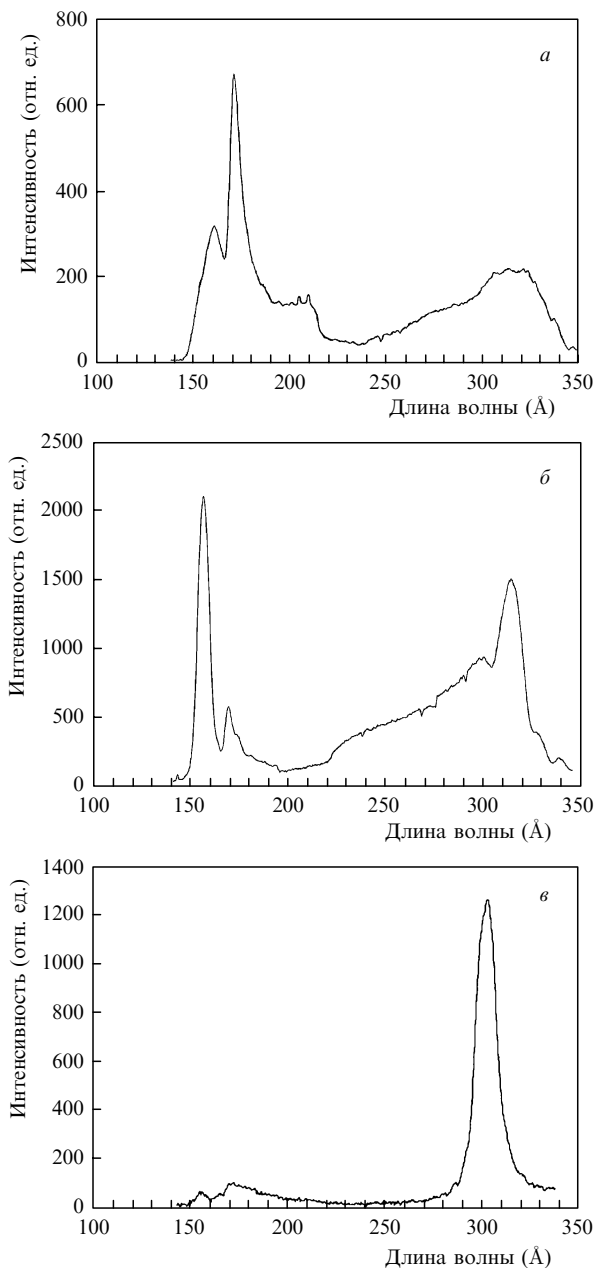


Рис.5. Спектры отражения МЗ, предназначенных для отражения излучения с  $\lambda = 304 \text{ \AA}$ , в случае Mo/Si-зеркал прошлых поколений (а, б) и Mg/Si-зеркал с  $\lambda_0 = 304 \text{ \AA}$  (в).

На основании спектра на рис.6,б можно сказать, что вариации коэффициента отражения данного широкополосного аперриодического МЗ на данном участке спектра составляют приблизительно  $\pm 15 \%$ .

**4. Проявления NEXAFS-структуры L-края поглощения Al на полученных спектрах**

**4.1. L<sub>2,3</sub>-край поглощения Al в спектрах МЗ на  $\lambda_0 = 304 \text{ \AA}$**

Все спектры многослойных зеркал с максимумами отражения вблизи длины волны  $304 \text{ \AA}$  регистрировались на ПЗС с Al-фильтром. Как известно, L<sub>2,3</sub>-край поглощения Al находится на длине волны  $\sim 170 \text{ \AA}$ . Поэтому, казалось бы, в зарегистрированных спектрах многослойных Mo/Si-зеркал максимум отражения на  $\lambda = 160 \text{ \AA}$  не

должен проявляться. Но результаты экспериментов дают совсем другую картину.

На рис.5 показаны спектры отражения двух Mo/Si-зеркал и Mg/Si-зеркала. Зеркала на основе Mo/Si (рис.5, а, б) имеют максимумы отражения на длинах волн  $310 - 315 \text{ \AA}$ . Из-за этого интерференционные максимумы второго порядка ( $\lambda \approx 160 \text{ \AA}$ ) смещены ещё дальше в длинноволновую область по сравнению с зеркалом с максимумом отражения на  $\lambda_0 = 304 \text{ \AA}$ . Поэтому они частично лежат перед L<sub>2,3</sub>-краем поглощения Al (т.е. в области  $\lambda > 170 \text{ \AA}$ ). Но и та их часть, которая находится за L-краем (при  $\lambda < 170 \text{ \AA}$ ), тоже отчётливо видна на спектре. Из рисунка следует, что спектры действительно имеют провал, начиная со  $170 \text{ \AA}$ . Однако на длинах волн  $\sim 160 \text{ \AA}$ , т.е. уже за L-краем, сигнал вновь становится сильнее. По всей видимости, в данных спектрах проявляется так называемая тонкая структура L<sub>2,3</sub>-края поглощения Al, которую называют также NEXAFS-структурой (Near-Edge X-Ray Absorption Fine Structure), или XANES-структурой (X-Ray Absorption Near-Edge Structure).

Теперь рассмотрим спектры отражения зеркал на ос-

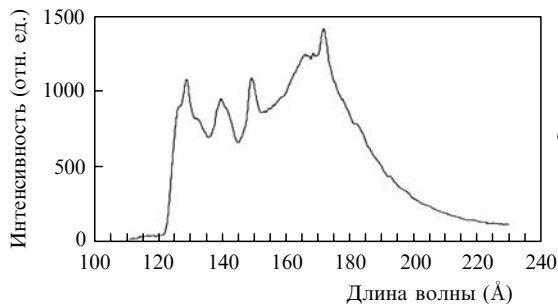
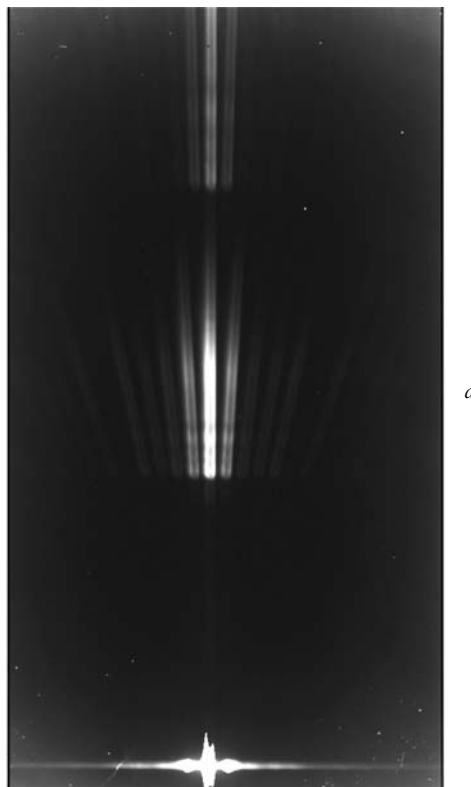


Рис.6. Спектр отражения аперриодического лабораторного МЗ, оптимизированного на равномерное отражение в области  $125 - 250 \text{ \AA}$ , снятый на ПЗС с Zr/Si-фильтром (а), и его графическое представление (б).

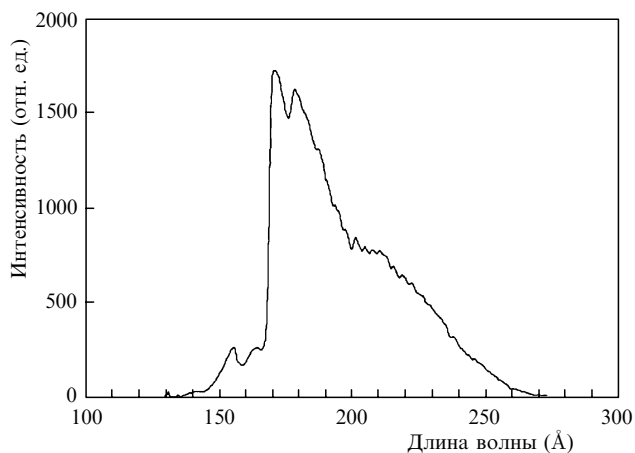


Рис.7. Спектр отражения аперриодического лабораторного МЗ, снятый на ПЗС с Al-фильтром.

нове Mg/Si (рис.5,в). Спектры обоих МЗ с такой многослойной структурой оказались чрезвычайно похожими, поэтому на рисунке приведён только один из них. Так как L-край поглощения Mg лежит около  $\lambda = 250 \text{ \AA}$ , то в зарегистрированных спектрах в области  $\lambda \sim 160 \text{ \AA}$  отражение практически отсутствует. Однако тонкую структуру  $L_{2,3}$ -края поглощения Al можно увидеть и на этих спектрах.

#### 4.2. Проявление L-края поглощения Al в спектре широкополосного аперриодического МЗ

При помощи спектров отражения широкополосного аперриодического МЗ удалось особенно ярко проиллюстрировать проявление NEXAFS-структуры  $L_{2,3}$ -края поглощения Al. На рис.7 отчётливо видно, что за  $L_{2,3}$ -краем Al есть области частичного пропускания, зависящего от длины волны. Область слабого пропускания прослеживается до  $\sim 130 \text{ \AA}$ .

Если на рис.7 двигаться в направлении уменьшения длин волн, то на  $\lambda = 170 \text{ \AA}$  начинается резкий спад интенсивности, который заканчивается на  $\lambda \approx 167 \text{ \AA}$ . До  $\lambda \approx 162 \text{ \AA}$ , интенсивность остаётся приблизительно постоянной, а затем снова начинает падать и достигает минимума на  $\lambda \approx 157 - 158 \text{ \AA}$ . Далее интенсивность имеет максимум на  $\lambda = 154 \text{ \AA}$ , за которым идёт спад до  $\lambda = 135 \text{ \AA}$ ; на нем просматривается минимум на  $\lambda = 145 \text{ \AA}$ . Приведем возможное объяснение подобного поведения спектра.

Кодлинг и Мэдден [12] исследовали пропускание плёнок аморфного и кристаллического  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Авторы утверждают, что из-за химической связи L-край  $\text{Al}_2\text{O}_3$  будет уже не на  $\lambda \approx 170 \text{ \AA}$ , а на  $\lambda \approx 162 \text{ \AA}$  в случае аморфного  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и на  $\lambda \approx 160 \text{ \AA}$  в случае кристаллического  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . В работе [12] приведены обе зависимости пропускания  $\text{Al}_2\text{O}_3$  от длины волны.

Гахвиллер и Браун [13] приводят зависимость коэффициента поглощения практически чистого Al от энергии фотонов в интервале 70–190 эВ. Отмечаются сильные максимумы поглощения на  $\lambda = 129$  и  $106 \text{ \AA}$  (L<sub>1</sub>-край Al), а также относительно более слабые максимумы на  $\lambda = 147$  и  $111 \text{ \AA}$ . В интервале 73–80 эВ (170–155 Å) поглощение чистого Al остаётся практически постоянным.

Исходя из приведённых в [12, 13] данных и с учетом спектра отражения аперриодического МЗ в области, показанной на рис.6,б, о спектре на рис.7 можно сказать следующее. Падение интенсивности на  $\lambda \approx 170 \text{ \AA}$  обусловлено наличием чистого Al в напылённом фильтре. Этим же

определяется область приблизительно постоянной интенсивности (167–162 Å). Затем интенсивность снова начинает падать до  $\lambda \approx 157 \text{ \AA}$ . Частично это можно объяснить снижением отражательных способностей аперриодического МЗ (рис.6,б), а частично – уменьшением пропускания плёнки из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Далее имеет место рост интенсивности до максимума на  $\lambda = 154 \text{ \AA}$ . Это можно объяснить резким возрастанием пропускания  $\text{Al}_2\text{O}_3$  около  $\lambda \approx 154 \text{ \AA}$  [12].

Падение интенсивности после  $\lambda \approx 154 \text{ \AA}$  можно объяснить суммарным эффектом падения пропускания как для чистого Al, так и для  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в области 154–147 Å. Кроме того, в области 149–145 Å наблюдается значительное снижение отражательной способности аперриодического МЗ (рис.6,б), что играет в данном случае определяющую роль. Этим можно объяснить наличие минимума интенсивности не на  $\lambda \approx 147 \text{ \AA}$ , а на  $\lambda \approx 145 \text{ \AA}$  (рис.7). Ниже  $\lambda \approx 145 \text{ \AA}$  (до 129 Å) наблюдается быстрый рост поглощения чистого Al, поэтому вблизи  $\lambda \approx 130 \text{ \AA}$  интенсивность спектра на рис.7 близка к нулю.

Из вышесказанного можно сделать вывод, что абсорбционный Al-фильтр, используемый в работе, содержит чистый Al и плёнку из окисла  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (скорее всего, кристаллического). При этом по рис.7 можно грубо оценить соотношение между толщинами слоёв Al и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Толщина слоя Al определяет падение пропускания фильтра на  $\lambda \approx 170 \text{ \AA}$ , а толщина слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – характерный масштаб осцилляций в NEXAFS-структуре L-края поглощения, проявляющегося в зарегистрированном спектре. Учитывая этот факт и экспоненциальный характер поглощения, можно оценить толщину слоя Al в фильтре примерно в 0.1 мкм. Оценка толщины слоя  $\text{Al}_2\text{O}_3$  даёт значение, меньшее на порядок.

Отметим также ещё одно обстоятельство. Мы предположили, что алюминиевый фильтр содержит только чистый Al и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Однако на самом деле это может быть и не так. Химический состав фильтра во многом определяется условиями его напыления и хранения [14]. Оказывается, что на практике система «чистый Al +  $\text{Al}_2\text{O}_3$ » нигде не реализуется, хотя именно это приближение обычно используют для грубых оценок.

## 5. Заключение

В работе продемонстрирована высокая эффективность использования дифракционного спектрометра с широкополосным лазерно-плазменным источником МР излучения для исследования вогнутых МЗ. Выполнена оценка спектральных характеристик нескольких изображающих многослойных зеркал. Измерения показали высокую однородность по апертуре большинства многослойных зеркал нового поколения и наличие слабых неоднородностей в зеркалах прошлых поколений. В полученных спектрах отражения были зафиксированы следующие особенности.

1. В спектре отражения Mo/Si-зеркала на  $\lambda_0 = 132 \text{ \AA}$  присутствуют сателлиты, расстояние между которыми обусловлено количеством слоёв в многослойной структуре.

2. Предназначенные для регистрации излучения вблизи  $\lambda = 304 \text{ \AA}$  Mo/Si-зеркала обладают интенсивным максимумом отражения во втором порядке интерференции.

3. По сравнению с Mo/Si-зеркалами новая многослойная структура на основе Mg/Si характеризуется высокой селективностью: узкой резонансной кривой отражения

( $\lambda_0 \approx 304 \text{ \AA}$ ,  $\delta\lambda_{1,2} \approx 12 \text{ \AA}$ ), относительно слабыми «крыльями» и более низким коэффициентом отражения во втором интерференционном порядке. Вследствие указанных различий в спектрах отражения периодических Mo/Si- и Mg/Si-структур, МЗ на их основе могут находить различное применение. Так, многослойные Mo/Si-зеркала могут использоваться в спектрогелиографах, тогда как для телескопов, предназначенных для построения монохроматических спектральных изображений, предпочтительнее узкополосные Mg/Si-зеркала.

4. На интерференционном максимуме второго порядка в спектрах отражения обеих многослойных Mo/Si- и Mg/Si-структур проявляется NEXAFS-структура  $L_{2,3}$ -края поглощения алюминиевого абсорбционного фильтра. Тонкая структура L-края поглощения Al проявляется также в зарегистрированном спектре отражения лабораторного аперидического Mo/Si-зеркала, оптимизированного на максимальное равномерное отражение в диапазоне 125–250 Å. По виду этого спектра была получена оценка толщины Al-фильтра и соотношения между толщинами слоёв Al и  $Al_2O_3$  в нём.

Авторы признательны С.В.Кузину за постоянное внимание к работе и А.С.Пирожкову за предоставление программы расчета и оптимизации многослойных рентгеновских зеркал. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00316-а и 08-02-01301-а).

1. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **30** (5), 428 (2000).
2. Ragozin E.N., Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 176 (2002).
3. Капралов В.Г., Корде Р., Левашов В.Е., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **32** (2) 149 (2002).
4. Veigman I.L., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 433 (2002).
5. Житник И.А., Кузин С.В., Митропольский М.М., Рагозин Е.Н., Слемзин В.А., Сухановский В.А. *Квантовая электроника*, **20** (1), 89 (1993).
6. Gullikson E.M., Underwood J.H., Batson P.C. *J. X-Ray Sci. Technol.*, **3**, 283 (1992).
7. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **25** (9), 843 (1998).
8. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54** (2), 181 (1993); [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/).
9. Yoshikawa I., Murachi T., Takenaka H., Ichimaru S. *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 066109 (2005).
10. Hotta Y., Furudate M., Yamamoto M., Watanabe M. *Surf. Rev. Lett.*, **9** (1), 571 (2002).
11. Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салашенко Н.Н. *Матер. XII Междунар. симп. «Нанозфизика и нанозлектроника»* (Н.Новгород, 2008, т. 1, с. 227).
12. Codling K., Madden R.P. *Phys. Rev.*, **167** (3), 587 (1968).
13. Gahwiller C., Brown F.C. *Phys. Rev. B*, **2** (6), 1918 (1970).
14. Митрофанов А.В., Зуев С.Ю. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **68** (4), 556 (2004).