

## Аперриодические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения

А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин

*Проведён обзор работ, посвящённых созданию и применению аперриодических многослойных структур — оптических элементов мягкого рентгеновского (МР) диапазона электромагнитного спектра (длина волны  $\lambda \approx 4–40$  нм). Обсуждаются возможности аперриодических многослойных структур (аперриодических многослойных зеркал) с точки зрения отражения МР-излучения в широком диапазоне длин волн, прежде всего при нормальном падении излучения, а также их возможности как поляризационных элементов (широкополосных зеркал-поляризаторов, фазосдвигающих элементов). Представлены результаты многопараметрических оптимизационных расчётов и экспериментальные результаты для аперриодических многослойных зеркал на основе пары Мо/Si ( $\lambda \geq 12,5$  нм), обсуждаются возможности продвижения в область  $\lambda \leq 12,5$  нм благодаря использованию других материалов, а также возможности аперриодических структур как элементов аттосекундной оптики МР-диапазона.*

**Ключевые слова:** оптика мягкого рентгеновского/вакуумного ультрафиолетового диапазона, аперриодические многослойные структуры, широкополосные многослойные зеркала, поляризационная оптика, элементы аттосекундной оптики, изображающие спектрометры

PACS numbers: 07.60.-j, 42.30.-d, 42.79.-e

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201511d.1203

### Содержание

1. Введение (1203).
  2. Многослойные зеркала на основе аперриодических структур (1204).  
2.1. История вопроса и первые аперриодические многослойные рентгеновские зеркала. 2.2. Критерии оптимизации и расчёт аперриодических многослойных зеркал. Учёт переходных слоёв.
  3. Аперриодические многослойные зеркала нормального падения на основе Мо/Si и их применение в эксперименте (1207).
  4. Широкополосные многослойные зеркала нормального падения в области длин волн  $\lambda \leq 12,5$  нм (1210).
  5. Широкополосные поляризационные элементы на основе аперриодических структур (1211).
  6. Аперриодические многослойные зеркала как элементы аттооптики мягкого рентгеновского диапазона (1212).
  7. Заключение (1213).
- Список литературы (1213).

### 1. Введение

Прошло более 40 лет с того времени, когда была высказана и реализована идея многослойного рентгенов-

ского зеркала и выполнен последовательный теоретический анализ этого вопроса [1–4]. За это время были развиты методы синтеза, исследования и расчёта многослойной оптики в широком диапазоне длин волн в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) и рентгеновской областях спектра ( $\approx 50$  нм– $0,2 \text{ \AA}$ ), что приблизительно соответствует диапазону энергий фотонов 25 эВ–70 кэВ. Этим вопросам посвящена обширная литература; в частности, в одном из недавних обзоров, опубликованном в *УФН*, обсуждаются проблемы изготовления, метрологии и применения прецизионной изображающей многослойной оптики [5]. Интерес привлекали преимущественно периодические многослойные структуры, способные обеспечить — при фиксированном угле падения излучения — достаточно высокий коэффициент отражения в относительно узком интервале длин волн. Коэффициент отражения периодической структуры  $R(\lambda)$  имеет вид резонансной кривой и достигает максимума на длине волны, удовлетворяющей условию Брэгга–Вульфа,

$$\lambda_0 \approx \frac{2d\langle n \rangle \cos \theta}{m}, \quad (1)$$

где  $d$  — период структуры (т.е. сумма толщин слоёв материалов А и В, чередующихся в структуре<sup>1</sup>),  $\langle n \rangle$  —

А.С. Пирожков, Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto, 619-0215, Japan

Е.Н. Рагозин, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация Тел. (499) 132-63-29

E-mail: enragozin@sci.lebedev.ru, enragozin@gmail.com  
Московский физико-технический институт, Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация

Статья поступила 25 августа 2015 г.

<sup>1</sup> Речь идёт о бинарной структуре  $\{A/B\}_N$ ; в некоторых специальных случаях рассматриваются и более сложные структуры (например, троичные). Здесь также не учитываются переходные слои со смешанным элементным составом, неизбежно возникающие на границах раздела, а также не идёт речь о барьерных слоях, специально наносимых в некоторых случаях, для того чтобы предотвратить образование переходных слоёв значительной толщины (см., однако, разделы 2.2, 3, 4).

среднее по периоду значение показателя преломления,  $\theta$  — угол падения,  $m$  — порядок интерференции. Относительная ширина резонанса  $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda_0$  зависит от нескольких факторов: коэффициентов поглощения материалов в данном спектральном диапазоне, числа слоёв в многослойной структуре, отношения толщин слоёв материалов А и В, переходных слоёв — и может составлять от  $\sim 0,1$  до менее чем  $0,01$ .

Многослойные зеркала (МЗ) на основе периодических структур, или периодические МЗ, почти точно удовлетворяют критерию максимального коэффициента отражения на заданной длине волны при фиксированном угле падения излучения. Многослойные зеркала нашли широкое применение в спектроскопии лабораторной плазмы, рентгеновской астрономии, аналитическом приборостроении и оптике лабораторных источников вакуумного ультрафиолетового и рентгеновского излучения, в том числе синхротронов и лазеров на свободных электронах.

Новая область применения многослойной оптики возникла в связи с созданием уникальных лабораторных источников когерентного ВУФ-излучения: высоких гармоник мощных фемтосекундных лазеров [6, 7] и частотной гребёнки высоких гармоник излучения непрерывного фемтосекундного лазера, излучающего частотную гребёнку в ближнем инфракрасном (ИК) ("оптическом") диапазоне [8, 9].

Помимо периодических многослойных структур (МС), интерес представляют аperiodические структуры, способные удовлетворить иным критериям, чем достижение максимального коэффициента отражения на заданной длине волны<sup>2</sup>. В классе аperiodических МС возможно решение ряда оптимизационных задач, имеющих практическое значение в рентгеновской оптике и спектроскопии, в том числе в мягком рентгеновском (МР)<sup>3</sup> диапазоне [11]. К ним относятся, например, расчёт и создание МС, обеспечивающих: 1) максимальное равномерное отражение в заданном интервале длин волн или углов падения; 2) высокую поляризующую способность в широком диапазоне длин волн при фиксированном угле падения излучения; 3) максимальный коэффициент отражения на одной или нескольких длинах волн; 4) максимальный интегральный коэффициент отражения одного зеркала с учётом спектра излучения источника или максимальный интегральный "коэффициент пропускания" системы, состоящей из источника и последовательности нескольких МЗ и фильтров. Аperiodические МС являются перспективными элементами аттооптики. Так, учёт фазы амплитудного коэффициента отражения (наряду с его модулем) позволяет находить аperiodические структуры, пригодные для отражения аттосекундных импульсов МР-излучения и управления их формой и длительностью [12, 13].

<sup>2</sup> Стого говоря, структура, реализующая максимальный коэффициент отражения на заданной длине волны, не является точно периодической; однако её отличие от периодической невелико, а выигрыш в величине коэффициента отражения тем меньше, чем большее число слоёв "работает" на данной длине волны.

<sup>3</sup> При обозначении поддиапазонов вакуумного диапазона электромагнитного спектра мы следуем монографии Дж. Самсона [10], который к МР-излучению относит интервал длин волн 2–300 Å.

## 2. Многослойные зеркала на основе аperiodических структур

### 2.1. История вопроса и первые аperiodические многослойные рентгеновские зеркала

Идея создать широкополосное МЗ с максимальным интегральным коэффициентом отражения, рассматривая толщины индивидуальных слоёв структуры как независимые переменные (параметры оптимизации) при решении многопараметрической оптимизационной задачи (обратной задачи многослойной оптики), впервые возникла, по-видимому, при решении задач рентгеновской астрономии. В работе [14] ставилась задача рассчитать аperiodические структуры, обладающие максимальным интегральным коэффициентом отражения

$$\mathfrak{S}_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) d\lambda \quad (2)$$

в диапазонах длин волн 30–60 нм (структура Ir/Si) и 10–30 нм (структура Pt/Si) при почти нормальном падении излучения. Позднее были предприняты попытки рассчитать и синтезировать структуры на основе Mo/Si, обладающие либо максимальным интегральным, либо максимальным равномерным коэффициентом отражения на заданном интервале длин волн [15]. Была найдена, в частности, структура, обеспечивающая равномерное отражение  $R \sim 30\%$  при нормальном падении в диапазоне длин волн 15–17 нм. Рассматривалась также задача о МЗ, способном отражать МР-излучение на двух длинах волн [16].

Основной интерес авторов настоящей статьи связан с МР-диапазоном спектра. Тем не менее невозможно, хотя бы кратко, не упомянуть о работах, относящихся к жёсткому рентгеновскому диапазону. Ещё в 1994 г. была проанализирована возможность применения многослойной оптики скользящего падения в астрофизическом телескопе по схеме Киркпатрика–Байеса для жёсткого рентгеновского диапазона и было сообщено о синтезе МЗ (W/Si), предназначенного для отражения рентгеновского излучения с энергией фотонов до 69 кэВ (0,18 Å) при скользящем угле падения 3 мрад [17] (рис. 1).

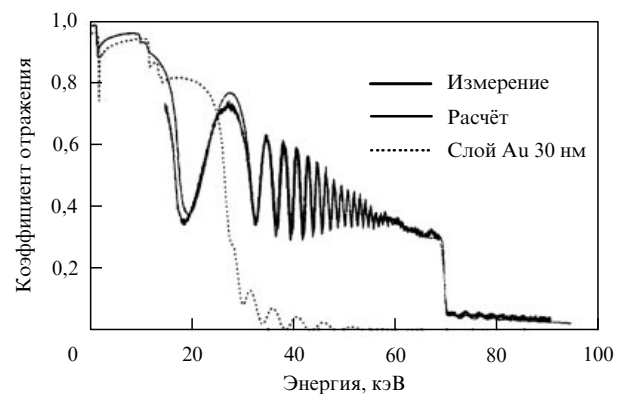


Рис. 1. Измеренный и расчётный коэффициенты отражения "суперзеркала" W/Si при угле скользящего падения 3 мрад. В расчёте предполагается шероховатость границ раздела 4,5 Å. Для сравнения представлен расчётный коэффициент отражения золотого покрытия толщиной 300 Å.

"Период" МЗ монотонно уменьшался с увеличением глубины по аналитическому закону

$$d_i = a(b + i)^{-c}, \quad (3)$$

где  $d_i$  — суммарная толщина  $i$ -й пары слоёв (считая сверху),  $c \approx 0,26$ ,  $b > -1$ , и коэффициент  $a$  пропорционален отклонению от единицы действительной части диэлектрической проницаемости для тяжёлого материала ( $W$ ). Предполагалось, что более коротковолновое излучение, испытывающее меньшее поглощение и потому проникающее на большую глубину, будет отражаться от более глубоких слоёв структуры с соответствующим периодом, удовлетворяющим условию (1). Этот подход получил название концепции рентгеновского суперзеркала (X-Ray Supermirror). Формула (3), к которой пришли авторы работы [17], может быть получена посредством решения серии прямых задач многослойной оптики. При этом рассчитывается коэффициент отражения заданной структуры, параметры которой варьируются, а результат, т.е. профиль  $R(\lambda)$ , сопоставляется с желаемым профилем.

Были предложены аналитический [18] и численный [19] методы расчёта аперриодических зеркал с заданным спектральным,  $R(\lambda)$ , или угловым,  $R(\theta)$ , профилем коэффициента отражения (т.е. метод решения обратной задачи) в жёстком рентгеновском диапазоне. Работы этого направления нашли применение, в частности, при конструировании зеркал для каналов синхротронного излучения и увеличения потока излучения от рентгеновской трубки на образце [20, 21].

## 2.2. Критерии оптимизации и расчёт аперриодических многослойных зеркал. Учёт переходных слоёв

В настоящей статье нас будет интересовать преимущественно интервал длин волн 3–30 нм, относящийся к МР-диапазону вакуумной области спектра. Как известно, здесь оказалось возможным создание достаточно эффективных периодических МЗ нормального падения. "Обычные" периодические многослойные структуры обладают относительно узким ( $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda \sim 0,01-0,1$ ) резонансным спектральным контуром отражения, что делает их эффективным инструментом для построения, прежде всего, квазимонохроматических спектральных изображений. Однако существует потребность и в МЗ нормального падения, способных отражать излучение в широком спектральном диапазоне длин волн без изменения угла падения излучения. Оптические схемы, включающие в себя зеркала лишь нормального падения, представляют особую ценность по сравнению со схемами скользящего падения, поскольку первые обладают значительно меньшими aberrациями и поэтому являются пригодными для построения оптических изображений, в том числе диспергированных спектральных изображений — разумеется, в том случае, когда возможно создание требуемых аперриодических структур с достаточно высокой эффективностью отражения. В частности, существует потребность в стигматических (изображающих) оптико-спектральных инструментах с широким спектральным рабочим диапазоном (порядка октавы длин волн,  $\Delta\lambda/\lambda \sim 1/2$ ). Это стало возможным благодаря применению широкополосных (аперриодических) МЗ нормального падения в сочетании с дифрак-

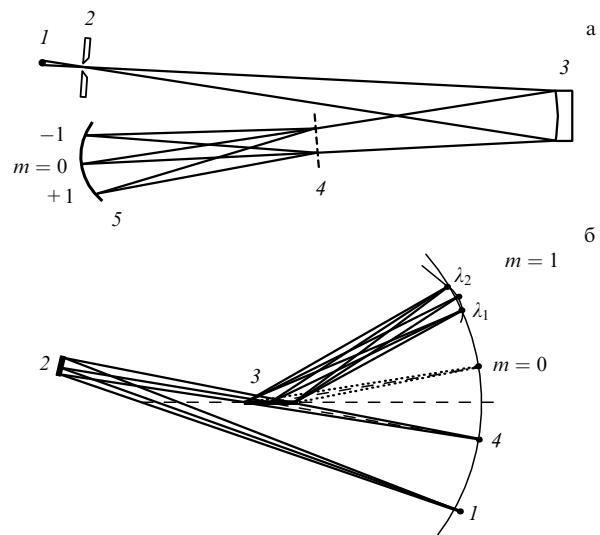


Рис. 2. Стигматический широкополосный спектрометр на основе аперриодического многослойного зеркала (АМЗ) в сочетании с пропускающей свободновисящей дифракционной решёткой (а) или с VLS-решёткой (б). На рисунке а: 1 — источник, 2 — входная щель, 3 — фокусирующее АМЗ, 4 — свободновисящая пропускающая решётка, 5 — фокальная поверхность,  $m = 0, \pm 1$  — порядки дифракции. На рисунке б: 1 — источник, 2 — фокусирующее АМЗ, 3 — плоская VLS-решётка, 4 — "вертикальный" фокус сходящегося пучка,  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — длины волн, для которых выполняется условие строгого совпадения вертикального и горизонтального (спектрального) фокусов в параксиальных дифрагированных пучках (условие стигматизма).

ционными решётками<sup>4</sup>, например с пропускающей решёткой [22] (рис. 2а) или отражательной решёткой с шагом, монотонно изменяющимся на апертуре по заданному закону (так называемой VLS-решёткой — Varied Line-Space Grating) (рис. 2б) [23]. Такие изображающие дифракционные спектрометры обладают одновременно широким спектральным рабочим диапазоном, стигматизмом, относительно большим приёмным углом и высокой светосилой — совокупностью свойств, ранее присущих лишь спектрометрам видимого, ультрафиолетового и частично вакуумного ультрафиолетового диапазона ( $\lambda \geq 50$  нм).

Области применения широкополосных аперриодических зеркал и созданных на их основе инструментов включают в себя: исследование элементарных процессов с участием многозарядных ионов, проводимое с использованием стигматических спектрографов [22, 24–31]; диагностику плазмы, в том числе лазерной микроплазмы; регистрацию спектров высоких гармоник лазерного излучения; управление импульсами МР-излучения, генерируемыми лазерами на свободных электронах [32] или другими источниками; отражение аттосекундных импульсов МР-излучения и преобразование их длительности [12, 13] и др. Задача о максимизации интегрального "коэффициента пропускания" при нескольких последовательных отражениях в системе зеркал с учётом спектра излучения источника и пропускания фильтров возникает, в частности, в рентгеновской литографии. Недавно

<sup>4</sup> Построение диспергированных спектральных изображений возможно также с помощью многослойных отражательных дифракционных решёток. Имеется в виду вогнутая дифракционная решётка, поверх которой нанесена многослойная структура.

Mo/Si-M3, оптимизированное на максимальное равномерное отражение в диапазоне длин волн 12,5–25 нм при нормальном падении излучения, было использовано в экспериментах по преобразованию излучения Ti:Sa-лазера ( $\lambda \approx 0,8$  мкм) в излучение МР-диапазона. Повышение частоты возникало при отражении от релятивистской плазменной волны, возбуждаемой мультитераваттным лазером в импульсной струе гелия (релятивистское "летающее зеркало") [33–35].

В качестве первого шага нами было решено использовать молибден-кремниевую МС, обеспечивающую хорошее отражение в области  $\lambda > 12,5$  нм. В дальнейшем мы предполагаем распространить наш подход на область под L-краем поглощения кремния ( $\lambda < 12,5$  нм), где требуется использование других пар веществ.

Описываемый в этом разделе численный метод даёт возможность оптимизировать многослойную структуру по различным критериям. Рассматриваемый метод продемонстрировал свою эффективность при оптимизации аperiodических МС, предназначенных для работы в любом поддиапазоне рентгеновского спектра, при различных (в том числе малых скользящих) углах падения излучения, причём число слоёв структуры может быть весьма велико ( $\sim 10^3$ ). Главной (но не единственной) целью наших расчётов был поиск аperiodических МС с как можно более широкой равномерной полосой отражения.

Рассмотрим многослойную структуру  $\{l_j\}$ ,  $j=1, \dots, N$ , состоящую из  $N$  чередующихся слоёв, которые характеризуются комплексными диэлектрическими постоянными вида  $\varepsilon_{A,B} = n_{A,B}^2 = 1 - \delta_{A,B} + i\beta_{A,B}$ . Для материалов, состоящих из атомов одного сорта, оптические константы  $\delta_{A,B}$  и  $\beta_{A,B}$  связаны с атомными факторами рассеяния  $f = f_1 + if_2$  соотношением

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \beta \end{pmatrix} = \frac{r_0}{\pi} \lambda^2 N \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} \approx 0,54 \times 10^{-5} \frac{\rho}{\mu} \lambda_A^2 \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix},$$

где  $r_0 = e^2/m_e c^2 \approx 2,8 \times 10^{-13}$  см — классический радиус электрона,  $N$  — концентрация атомов,  $\mu$  — атомная масса;  $\lambda_A$  выражена в ангстремах, плотность вещества  $\rho$  — в граммах на кубический сантиметр. Если вещество состоит из атомов нескольких сортов, то применимо более общее выражение:

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \beta \end{pmatrix} \approx 0,54 \times 10^{-5} \frac{\rho}{\sum_i \alpha_i \mu_i} \lambda_A^2 \begin{pmatrix} \sum_i \alpha_i f_{1i} \\ \sum_i \alpha_i f_{2i} \end{pmatrix},$$

где  $\alpha_i$  — доля атомов сорта  $i$ . В литературе имеются данные об атомных факторах рассеяния для элементов с порядковыми номерами от 1 до 92 в диапазоне энергии фотонов 10 эВ–30 кэВ [36, 37]. (Файлы с уточнёнными атомными факторами рассеяния доступны на сайте [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/).)

Толщины слоёв  $l_j$ , вообще говоря, различны. В отличие от толщин слоёв в периодической структуре, суммарные толщины пар соседних слоёв не предполагаются постоянными по глубине структуры:  $l_1 + l_2 \neq l_3 + l_4 \neq \dots$ . Также в общем случае различны и оптические длины путей для пар соседних слоёв:  $l_1 n_A + l_2 n_B \neq l_3 n_A + l_4 n_B \neq \dots$ . Более того, *a priori* не предполагается наличия у структуры периода.

Коэффициент отражения  $R_{s,p}(\lambda, \theta)$  структуры для s- и p-поляризованного излучения, падающего под углом  $\theta$

("прямая задача" многослойной оптики), рассчитывался описанным в литературе [3, 38] методом рекуррентных соотношений, неоднократно использовавшимся рядом авторов. Нахождение аperiodической МС, наилучшим образом удовлетворяющей какому-либо наперед заданному критерию, будем называть обратной задачей многослойной оптики, или задачей оптимизации аperiodической МС (АМС). Задавалась целевая функция  $F_{\text{gr}}$  для  $R_{s,p}(\lambda, \theta_0)$  или  $R_{s,p}(\lambda_0, \theta)$  (нижний индекс  $\theta$  означает, что угол падения или длина волны фиксированы). Целевая функция могла задаваться на каком-либо интервале длин волн или углов падения, а также на нескольких изолированных интервалах. Вводилась норма отличия коэффициента отражения от  $F_{\text{gr}}$  (оценочный функционал  $F$ ), подсчитываемая в области определения  $F_{\text{gr}}$  и рассматриваемая как функция  $N$  переменных  $\{l_j\}$ . Затем находилась АМС посредством минимизации численным методом функционала  $F = \int (R(\lambda) - F_{\text{gr}})^{2m} d\lambda$ ,  $m = 1, 2, \dots$ . Аналогичным образом интегрирование могло быть проведено по частоте или энергии фотонов. Функции  $F_{\text{gr}}$  и  $F$ , которые выбирались исходя из характера решаемой задачи, предопределяли результат оптимизации. В случае оптимизации многослойных структур для отражения ультракоротких (атто- и зептосекундных) импульсов функционалы включали в себя также дисперсионные (фазовые) характеристики или свойства отражённых импульсов (см. ниже). Число параметров оптимизации (размерность пространства) равнялось числу слоёв в аperiodической структуре. При нахождении экстремума функционала  $F$  использовались, в частности, генетический алгоритм и метод наискорейшего спуска. Для уменьшения степени зависимости времени расчёта от  $N$  была выведена аналитическая формула для частных производных амплитудного коэффициента отражения по значениям толщин слоёв [11].

Нас интересовали прежде всего многослойные структуры и зеркала, пригодные для работы в качестве фокусирующих элементов спектрометра с широким рабочим спектральным диапазоном. Такие аperiodические МС оптимизировались для достижения максимального равномерного отражения на заданном интервале длин волн посредством минимизации функционала

$$F = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (R(\lambda) - R_0)^{2m} d\lambda.$$

Найденные аperiodические МС обладали существенно более высоким интегральным коэффициентом отражения по сравнению с таковым любого периодического зеркала, резонансный максимум отражения которого находился в том же интервале длин волн. Начальными структурами при решении оптимизационной задачи служили периодические структуры. При этом оказалось, что различные начальные структуры могли приводить к практически равноценным (с точки зрения критерия оптимизации) решениям, несмотря на то что отвечающие им АМС (оптимизированные) существенно различались наборами толщин слоёв  $\{l_j\}$ . Таким образом, вопрос о нахождении абсолютного (глобального) минимума  $F$  остаётся открытым.

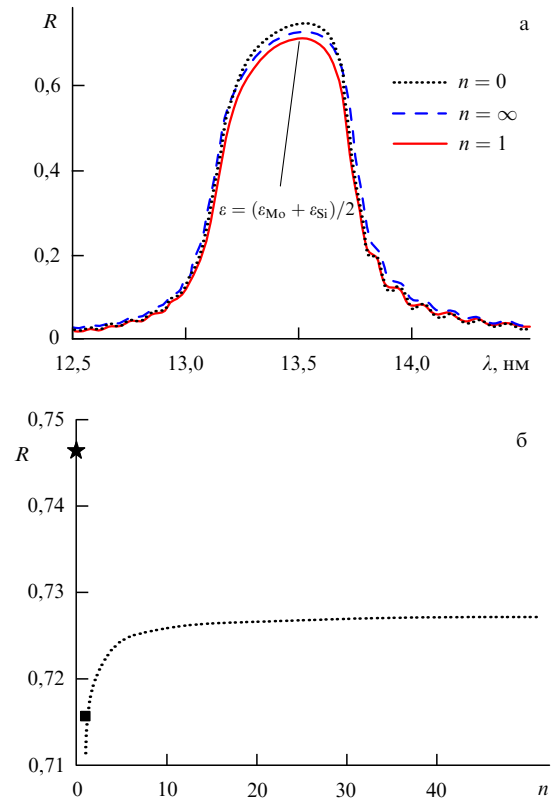
При расчёте отражательных характеристик М3 следует также обратить внимание на возможные дефекты изготовления (синтеза) МС. Среди всего многообразия наблюдаемых дефектов (наличие примесей, отклонение

плотностей слоёв от табличных значений, состояние поверхности МС и др.) первостепенную роль в ухудшении оптических характеристик МС играют межслойные шероховатости и переходные слои. Если отдельные слои наносить методом распыления (ионно-лучевым, магнетронным, триодным и др.), то шероховатость подложки, как правило, воспроизводится в покрытии, поэтому наличие в настоящее время подложек с шероховатостью менее  $2 \text{ \AA}$  позволяет считать проблему шероховатостей второстепенной. Однако наличие переходных слоёв, образующихся в результате взаимодиффузии при изготовлении МС, приводит к тому, что диэлектрическая проницаемость чистых материалов А и В изменяется от  $\varepsilon_A$  до  $\varepsilon_B$  в пределах толщины переходного слоя постепенно, а не скачком. Степень перемешивания и состав переходного слоя зависят от метода и условий изготовления МС. Как следует из данных электронной микроскопии поперечных срезов, в Мо/Si-зеркала, синтезированных в Национальном техническом университете "Харьковский политехнический институт" (ХПИ) методом магнетронного напыления, толщина переходного слоя Мо-на-Si составляет около  $12 \text{ \AA}$ , а толщина переходного слоя Si-на-Мо — около  $6 \text{ \AA}$  при толщине нижележащего слоя Мо не менее  $\approx 20 \text{ \AA}$ , причём по элементному составу этот переходный слой близок к силициду  $\text{MoSi}_2$  [39].

Переходные слои в периодической структуре приводят к уменьшению коэффициента отражения. Так, в периодической структуре Мо/Si, оптимизированной на максимум коэффициента отражения при  $\lambda = 13,5 \text{ нм}$  по отношению толщины слоя Мо к периоду структуры, учёт переходных слоёв приводит к уменьшению пикового коэффициента отражения от  $74,6\%$  до  $71,6\%$ . Более реалистичное описание влияния переходных слоёв на коэффициент отражения структуры учитывает плавный характер изменения диэлектрической проницаемости на границе раздела. Математически такой учёт может быть достигнут, например, при многоступенчатой аппроксимации перехода посредством линейной интерполяции  $\varepsilon$ .

На рисунке 3а показан профиль коэффициента отражения периодического МЗ (Мо/Si,  $\lambda_0 = 13,5 \text{ нм}$ ) без учёта и с учётом переходных слоёв, а на рис. 3б продемонстрировано поведение коэффициента отражения в максимуме при аппроксимации разности  $\varepsilon_{\text{Mo}} - \varepsilon_{\text{Si}}$  различным числом ступеней, а также при учёте переходного слоя со стехиометрией силицида  $\text{MoSi}_2$ . Видно, что при увеличении числа ступеней коэффициент отражения немного возрастает, стремясь к постоянному значению. Это предельное значение примерно на  $1\%$  выше того, которое даёт учёт одного слоя силицида  $\text{MoSi}_2$ . Поэтому, по-видимому, приближение одного переходного слоя с известной стехиометрией даёт достаточно хорошее с практической точки зрения описание.

При оптимизации (решении обратных задач) программно вводилось ограничение на минимально возможную толщину слоя. Это связано с необходимостью исключить физически абсурдные решения (толщина слоя не может быть меньше размера атома или молекулы) и повысить устойчивость коэффициента отражения синтезируемой МС по отношению к образованию переходных слоёв (в идеале толщины слоёв "чистых" веществ должны быть много больше толщин переходных слоёв). Было установлено эмпирическое правило, согласно которому ограничение толщины слоёв снизу на уровне  $\approx \lambda_{\text{min}}/4$  (где



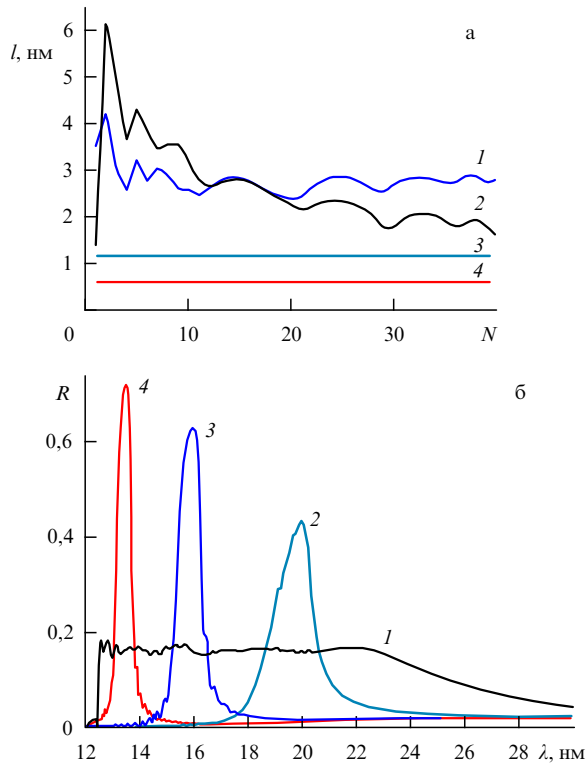
**Рис. 3.** (а) Расчётный спектральный профиль коэффициента отражения многослойной периодической Мо/Si-структуры (150 слоёв), оптимизированной на максимальный коэффициент отражения на  $\lambda_0 = 13,5 \text{ нм}$ , без учёта переходных слоёв (пунктирная кривая,  $n = 0$ ), при учёте одного переходного слоя с  $\varepsilon = (\varepsilon_{\text{Mo}} + \varepsilon_{\text{Si}})/2$  (сплошная кривая,  $n = 1$ ) или плавного перехода  $\varepsilon$  от  $\varepsilon_{\text{Mo}}$  к  $\varepsilon_{\text{Si}}$ , т.е. при  $n \rightarrow \infty$  (штриховая кривая). (б) Расчётный коэффициент отражения в максимуме без учёта переходных слоёв (звезда), при учёте переходных слоёв в форме силицида  $\text{MoSi}_2$  толщиной  $6 \text{ \AA}$  (Si-на-Мо) и  $12 \text{ \AA}$  (Мо-на-Si) (тёмный квадрат), а также аппроксимации плавного перехода  $\varepsilon$  различным числом промежуточных ступеней  $n$ .

$\lambda_{\text{min}}$  — коротковолновая граница интервала оптимизации) не приводит к сколько-нибудь значительному уменьшению достижимого (равномерного) коэффициента отражения.

### 3. Аперидические многослойные зеркала нормального падения на основе Мо/Si и их применение в эксперименте

На первом этапе был выполнен расчёт аперидической МС (40 пар слоёв Мо и Si). Толщины  $\{l_i\}$  всех 80 слоёв Мо и Si рассматривались как независимые переменные (параметры оптимизации). Учитывалось также существование переходных слоёв  $\text{MoSi}_2$ , образующихся при синтезе структуры. Их толщины полагались фиксированными, равными  $12 \text{ \AA}$  (Мо-на-Si) и  $6 \text{ \AA}$  (Si-на-Мо). Структура этого типа (Si/MoSi<sub>2</sub>/Mo/MoSi<sub>2</sub>/... Si/MoSi<sub>2</sub>/Mo/MoSi<sub>2</sub>/подложка) оптимизировалась для достижения максимального равномерного отражения на интервале длин волн  $12,5 - 25 \text{ нм}$  при нормальном падении излучения.

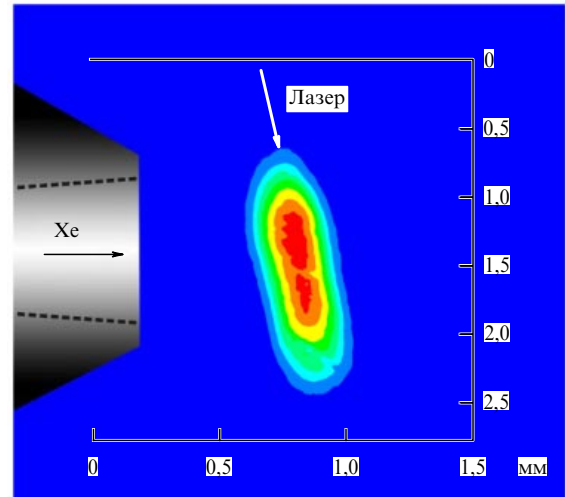
На рисунке 4 показан результат оптимизации: толщины слоёв оптимальной аперидической МС (рис. 4а) и её расчётный коэффициент отражения в области длин



**Рис. 4.** (а) Толщины  $l$  слоёв Mo (1), Si (2) и переходных слоёв Mo-на-Si (3) и Si-на-Mo (4) аperiodической МЗ, оптимизированной на максимальное равномерное отражение в интервале 12,5–25 нм (толщины переходных слоёв фиксированы, нумерация слоёв — от поверхности к подложке). (б) Расчётный коэффициент отражения этой аperiodической МЗ при нормальном падении в области 12–30 нм (кривая 1). Для сравнения показаны коэффициенты отражения периодических МЗ, оптимизированных на максимальный коэффициент отражения на длине волны 20 нм (кривая 2), 16 нм (кривая 3) и 13,5 нм (кривая 4).

волн 12,5–30 нм (рис. 4б). Интегральный коэффициент отражения этой структуры составляет 1,97 нм на интервале  $\lambda = 12,5$ –25 нм и 2,32 нм на интервале  $\lambda = 12,5$ –30 нм. При этом средний коэффициент отражения на интервале оптимизации  $\lambda = 12,5$ –25 нм — 15,8 %. Без учёта переходных слоёв средний коэффициент отражения соответствующей оптимизированной АМС составляет 17,2 %, т.е. относительное понижение уровня "плато" — 8 %.

Далее МЗ, соответствующие расчётным данным, наносились на вогнутые сферические подложки методом магнетронного распыления в вакууме в ХПИ. Синтезированные МЗ и "зеркала-свидетели" исследовались в ХПИ по отражению излучения с длиной волны 1,54 Å при скользящем падении, в Институте физики микроструктур РАН (ИФМ) измерялся их коэффициент отражения на нескольких длинах волн в рабочем диапазоне (12,5–30 нм) при нормальном падении, в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) оценивалась равномерность отражения с использованием широкополосного лазерно-плазменного источника ВУФ- и МР-излучения. Синтезированная МЗ оказалась достаточно близкой к расчётной, а равномерность коэффициента отражения составила  $\approx 15$  % [22, 24–26]. Отметим также, что коэффициент отражения в длинноволновой области рабочего диапазона длин волн (25–30 нм) оказался несколько выше расчётного.



**Рис. 5.** Квазимонохроматическое изображение ксеноновой плазмы в излучении с длиной волны 13,5 нм, зарегистрированное с помощью периодического МЗ с  $\lambda \approx 13,5$  нм в комбинации со свободновисящим многослойным абсорбционным Zr/Si-фильтром, отсекающим видимое и ультрафиолетовое излучение. В левой части рисунка условно показано сопло клапана.

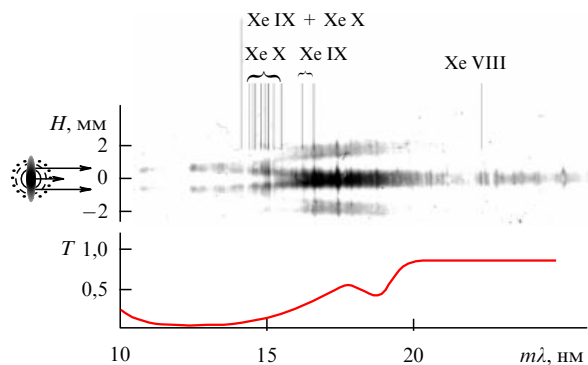
Указанные аperiodические МЗ, нанесённые на вогнутые подложки (с радиусом кривизны 1 или 0,5 м) из плавленого кварца с шероховатостью поверхности 3–5 Å, неоднократно применялись для регистрации спектров плазмы с пространственным разрешением с использованием спектрографа по схеме, показанной на рис. 1а. Приведём несколько примеров, демонстрирующих преимущества такого изображающего (стигматического) спектрографа.

Нами оценивались пространственные, спектральные и временные характеристики безосколочного источника МР-излучения, возбуждаемого в импульсной струе ксенона в вакууме [27–29]. В эксперименте регистрировался спектр возникающей плазмы в диапазоне  $\lambda = 12,5$ –25 нм, её квазимонохроматические изображения в излучении с длиной волны  $\lambda \approx 13,5$  и 18 нм с использованием периодических МЗ, абсолютная интенсивность свечения на указанных длинах волн, а также временная форма импульсов квазимонохроматического МР-излучения.

На рисунке 5 показано изображение ксеноновой плазмы в излучении с длиной волны 13,5 нм, зарегистрированное с помощью периодического МЗ с  $\lambda \approx 13,5$  нм в комбинации со свободновисящим многослойным абсорбционным Zr/Si-фильтром.

В спектре ксенона в диапазоне длин волн 12,5–25 нм нами наблюдалось около ста спектральных линий и неразрешённых групп линий. На рисунке 6 приведена фотография одной из спектрограмм Xe с указанием некоторых идентифицированных линий, принадлежащих ионам Xe VIII–Xe X. Максимум излучения в спектре Xe приходится на область длин волн 14,5–17 нм. Спад интенсивности при  $\lambda < 14,5$  нм обусловлен фотопоглощением в относительно холодной периферии струи ксенона, окружающей плазменный объём, излучающий в МР-диапазоне. В пользу этого, в частности, говорит то, что коротковолновый спад интенсивности в спектре изменяется при изменении положения оси лазерного пучка относительно оси струи; при этом изменяется



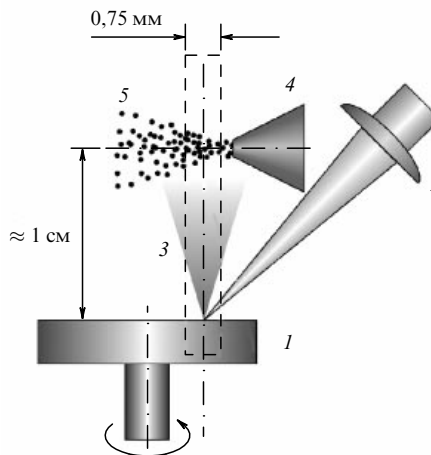


**Рис. 6.** Спектрограмма излучения Xe с указанием некоторых идентифицированных линий, принадлежащих ионам Xe VIII–Xe X, и коэффициент пропускания  $T$  слоя Xe толщиной 0,5 мм с концентрацией  $2,2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .  $H$  — вертикальная координата в плазме ксенона, вдоль которой получено пространственное разрешение в представленном спектре.

толщина поглощающего слоя по лучу зрения. Поглощение может быть настолько сильным, что излучение из центральной части плазменного столба с длиной волны менее  $\approx 15 \text{ нм}$  почти полностью поглощается и наблюдается лишь свечение из верхней и нижней частей столба. Наблюдающееся "раздвоение" начинается в области  $\lambda \approx 16\text{--}17 \text{ нм}$  и увеличивается с уменьшением длины волны, достигая величины примерно 1,3 мм — диаметра струи (по основанию) на расстоянии 0,5 мм от сопла. В нижней части рис. 6 показано расчётное пропускание слоя нейтрального ксенона с концентрацией  $2,2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 0,5 мм. Видно, что поглощение возрастает при уменьшении длины волны от 20 до 12,5 нм, где оптическая толщина достигает величины  $\tau = \mu_a n_{\text{XeI}} r \approx 3$  ( $\mu_a$  — сечение фотопоглощения,  $n_{\text{XeI}}$  — концентрация XeI,  $r$  — радиус струи). Сильное фотопоглощение в интересующем нас диапазоне связано прежде всего с отрывом 4d-электрона в нейтральном XeI. (Энергия связи 4d-электрона в нейтральном ксеноне составляет 69,5 эВ, что соответствует длине волны 17,8 нм.)

Таким образом, стигматичность спектрометра помогла продемонстрировать роль реабсорбции при формировании спектрально-пространственной картины интенсивности излучения лазерно-плазменного МР-источника, возбуждаемого в струе Xe в вакууме.

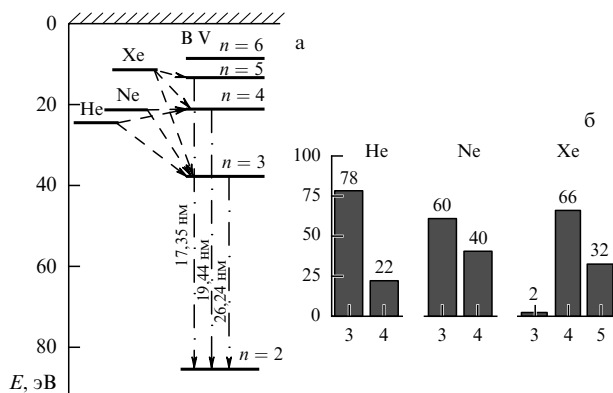
Проводилось спектроскопическое исследование перезарядки многозарядных ионов лазерной плазмы на атомах струи благородного газа в вакууме [30, 31]. Лазерная плазма создавалась посредством воздействия на твердотельную мишень импульса излучения лазера на кристалле ортоалюмината иттрия, легированного неодимом (Nd:YAlO<sub>3</sub>, 0,5 Дж, 6 нс, 1,08 мкм). Ось газовой струи была параллельна плоскости мишени и отстояла от неё на расстояние около 1 см (рис. 7). Поток многозарядных ионов, образованный при фокусировке наносекундных лазерных импульсов на твердотельную мишень, направлялся на сверхзвуковую струю, при взаимодействии с которой происходила перезарядка. Поле зрения спектрографа (выделенное штриховыми прямыми на рис. 7) составляло 20 мм по вертикали и охватывало как область свечения лазерной плазмы вблизи твердотельной мишени, так и область перезарядки, что позволяло регистрировать пространственную картину



**Рис. 7.** Взаимное расположение конуса разлёта лазерной плазмы и струи благородного газа: 1 — вращающаяся мишень, 2 — линза, фокусирующая лазерное излучение, 3 — лазерная плазма, 4 — сопло импульсного газового клапана; 5 — струя газа (штриховыми линиями ограничено поле зрения спектрографа).

взаимодействия плазма–газ. Расстояние между осью плазменного конуса и входной щелью составляло 15 мм, что с учётом приёмного угла спектрографа давало ширину регистрируемой зоны 0,75 мм. Одновременная регистрация большого количества спектральных линий в области перезарядки предоставляла информацию о распределении продуктов перезарядки по кратностям ионизации и уровням энергии.

При облучении мишени из бора регистрировалась перезарядка ядер  $\text{B}^{5+}$  на атомах He, Ne и Xe (потенциалы ионизации из основного состояния соответственно 24,6, 21,6 и 12,1 эВ), которая сопровождалась заселением возбуждённых состояний водородоподобных ионов BV с  $n = 3, 4$  и 5 (рис. 8а). В эксперименте регистрировались спектральные линии, обусловленные переходами серии Бальмера  $\text{H}_\alpha$  ( $3 \rightarrow 2$ ,  $\lambda = 26,24 \text{ нм}$ ),  $\text{H}_\beta$  ( $4 \rightarrow 2$ ,  $\lambda = 19,44 \text{ нм}$ ) и  $\text{H}_\gamma$  ( $5 \rightarrow 2$ ,  $\lambda = 17,35 \text{ нм}$ ). По относительным интенсивностям бальмеровских линий (с учётом каскадных радиационных переходов) оценивались парциальные сечения перезарядки (рис. 8б). С



**Рис. 8.** (а) Диаграмма перезарядки ядер бора (BV) на атомах инертных газов He, Ne и Xe. Штриховыми стрелками показаны наблюдающиеся в эксперименте переходы электрона от атома-донора к многозарядному иону BV, штрихпунктирными — наблюдаемые переходы серии Бальмера. (б) Изменение распределения парциальных сечений перезарядки по уровням иона BV при смене газа.

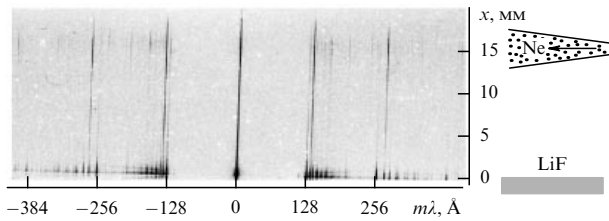


Рис. 9. Спектрально-пространственная картина перезарядки ионов лития и фтора на струе атомов неона;  $x$  — расстояние (в плазме) от поверхности мишени LiF. Вдоль этого направления получено пространственное разрешение в представленном спектре.

уменьшением потенциала ионизации иона-донора "центр тяжести" перезарядки смещался в сторону более высоких  $n$ , что отражает квазирезонансный характер перезарядки [40].

В работе [31] исследовалось взаимодействие многозарядных ионов F и Li с атомами Ne в импульсной струе газа. В качестве лазерной мишени в эксперименте использовался вращающийся диск LiF, и линии ионов Li способствовали идентификации спектра (рис. 9). Зарегистрирована перезарядка многозарядных ионов фтора и лития по линейчатым спектрам в области длин волн 125–350 Å, возникающим при радиационном распаде возбуждённых состояний ионов Li II–Li III и F III–F VIII, заселяемых при перезарядке. Из области взаимодействия плазма-газ в ионах F III–F VI зарегистрированы переходы из состояний с незаполненной (частично или полностью) 2s-оболочкой, что указывает на вклад двух- и многоэлектронной перезарядки ионов F на атомах Ne. Так, например, радиационный переход  $2p4s \rightarrow 2p^2$  (линия 129,5 Å) в ионе F VI свидетельствует о двухэлектронной перезарядке иона-акцептора F VIII, переход  $2s2p(^3P^0)4d(^4D^0) \rightarrow 2s2p^2(^4P)$  (линия 132,5 Å, ион F V) указывает на двухэлектронную перезарядку иона-акцептора F VII, переход

$2p^2(^3P)3p(^4D^0) \rightarrow 2s2p^2(^4P)$  (136,9 Å) — на трёхэлектронную перезарядку иона-акцептора F VIII и т.п.

В эксперименте, выполненном в Центре передовых фотонных исследований Японского агентства атомной энергии (Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Agency), широкополосное Mo/Si-MЗ с оптимизацией на максимальное равномерное отражение в области длин волн 12,5–25 нм при угле падения  $5^\circ$  было использовано для регистрации спектра МР-излучения, отражённого от релятивистского "летающего зеркала" [33–35]. В эксперименте применялся собранный по схеме, показанной на рис. 2а, МР-спектрограф без входной щели, в котором роль детектора играла ПЗС-матрица (ПЗС — прибор с зарядовой связью) (backside-illuminated CCD).

На рисунке 10 представлен спектр, образованный при отражении фемтосекундных импульсов Ti:Sa-лазера от релятивистской опрокидывающейся кильватерной плазменной волны, возбуждаемой другим фемтосекундным импульсом мультитераваттного лазера. Конверсия видимого света в МР-излучение происходила за счёт двойного эффекта Доплера. Стигматичность спектрографа позволила также оценить сверху размер источника МР-излучения и исследовать зависимость положения источника от задержки между лазерными импульсами.

#### 4. Широкополосные многослойные зеркала нормального падения в области длин волн $\lambda \leq 12,5$ нм

Продвижение за L-край кремния, т.е. в область длин волн менее 12,5 нм, требует использования иной пары материалов, чем Mo/Si. Анализ оптических констант элементов показал, что наилучших результатов следовало ожидать от ураносодержащих многослойных структур (речь идёт, разумеется, об обеднённом уране, основной составляющей которого является  $^{238}\text{U}$ ). Нами были проведены расчёты разных аперiodических МС в диапазоне длин волн 6,7–11,1 нм, учитывая оптические константы чистых материалов [41, 42]. Так, аперiodическая многослойная структура U/V<sub>4</sub>C могла бы обеспечить равномерное отражение  $\sim 7,5\%$  на интервале длин волн 6,7–11,1 нм, а структура U/C — отражение  $\sim 4\%$  на интервале 4,4–7 нм. Неплохие результаты могла бы дать и безурановая структура La/V<sub>4</sub>C ( $\sim 4,2\%$ ) в области  $\lambda = 6,6–11$  нм (рис. 11).

Изучению оптических свойств ураносодержащих зеркал посвящён целый ряд работ [43–45]. Вместе с тем в литературе, насколько нам известно, нет сообщений о синтезе стабильных МЗ с нанослоями химически чистого урана. Этому препятствует высокая химическая активность урана (он окисляется и разрыхляется, если только

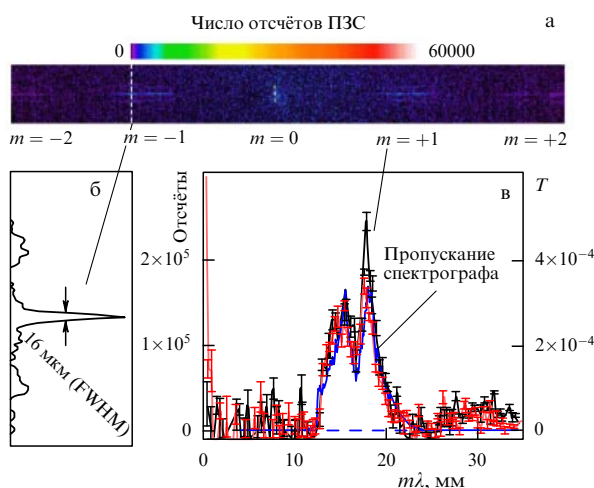


Рис. 10. (а) Спектр излучения, отражённого от релятивистского "летающего зеркала"; часть изображения, полученного на рентгеновском ПЗС-детекторе; видны несколько порядков дифракции на решётке (5000 линий на 1 мм) и её поддерживающей структуре (250 линий на 1 мм, перпендикулярно рабочим штрихам). (б) Вертикальное сечение спектра в  $-1$ -м порядке дифракции, характеризующее размер (FWHM) источника МР-излучения. (в) Спектры излучения в  $1$ -м и  $-1$ -м порядках дифракции, а также пропускание спектрографа.

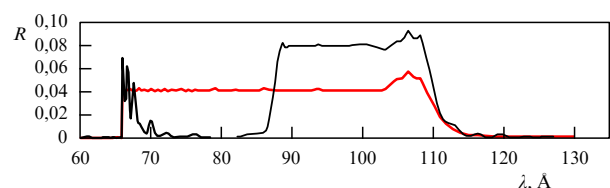


Рис. 11. Расчётный коэффициент отражения  $R$  аперiodических зеркал La/V<sub>4</sub>C (200 слоёв), оптимизированных на максимальное равномерное отражение при нормальном падении на интервалах длин волн 66–110 и 88–110 Å.



плёнка U не находится в условиях сверхвысокого вакуума). Анализируя проблему создания стабильных МЗ на основе ураносодержащих материалов, авторы работы [46] пришли к выводу, что для области  $\lambda > 4,5$  нм целесообразно использовать карбиды урана ( $UC$ ,  $U_2C_3$ ) и, возможно, трёхкомпонентное вещество типа  $(UC)_{1-x}(UN)_x$ . Очевидно, однако, что по мере уменьшения доли атомов урана в ураносодержащем слое его преимущество как носителя замечательных оптических констант будет уменьшаться.

Опубликован ряд сообщений о синтезе периодических МЗ  $La/V_4C(B_9C)$  на длину волны  $\approx 6,7$  нм [47, 48], однако коэффициенты отражения этих зеркал при нормальном падении оказались существенно ниже теоретического предела, что связано с образованием относительно толстых переходных слоёв. Успехи, достигнутые в последнее время при создании многослойных структур  $La/V_4C$  группой Н.Н. Салашенко и др. [49], позволяют рассчитывать на возможность синтеза на основе таких МС аперриодических МЗ для спектроскопии в области длин волн 6,6–11,0 нм. В работе [49] удалось в значительной мере подавить образование переходных слоёв в структуре  $La/V_4C$  благодаря использованию тончайших (толщиной  $\approx 0,3$  нм) барьерных слоёв углерода и за счёт этого добиться рекордно высокого значения коэффициента отражения (58,6 %) у периодической структуры на  $\lambda = 6,66$  нм при падении излучения, близком к нормальному. Это достижение делает структуру  $La/V_4C$ , по-видимому, наилучшим кандидатом для создания в будущем широкополосных аперриодических МЗ в области длин волн 6,6–11,0 нм.

## 5. Широкополосные поляризационные элементы на основе аперриодических структур

Ещё в работе [11] было указано, что аперриодические МС могут служить широкополосными зеркалами-поляризаторами при фиксированном угле падения излучения. Было установлено, что аперриодические МС, оптимизированные на равномерное отражение при угле падения, близком к углу Брюстера, обладают очень высокой (но не 100-процентной) поляризующей способностью во всём спектральном интервале оптимизации и могут служить эффективными поляризаторами излучения. Были рассчитаны аперриодические МС, оптимизированные на равномерное отражение в диапазонах длин волн 8,8–12,4 нм (структура  $Rh/V_4C$ , оптимальный угол падения  $\theta = 42,5^\circ$ ),  $\lambda = 13–19$  нм ( $Mo/Si$ ,  $\theta = 41^\circ$ ) и  $\lambda = 19–30$  нм ( $MoSi_2/Si$ ,  $\theta = 41,5^\circ$ ), практически не отражающие р-поляризованное излучение в соответствующих диапазонах спектра. Так, у поляризатора на основе  $Mo/Si$  во всём рабочем диапазоне (13–19 нм) поляризующая способность  $P(\lambda) = (R_s - R_p)/(R_s + R_p)$  изменялась от 1,00 до 0,94, убывая до 0,88 при  $\lambda = 20$  нм (рис. 12). При этом расчётный коэффициент отражения s-поляризованного излучения составлял 34 % (без учёта переходных слоёв). Ценность оптических элементов такого рода состоит в том, что при перестройке длины волны излучения не производится поворот поляризатора и не меняется ход лучей в оптической схеме.

Интерес к подобным поляризаторам был проявлен в зарубежных научных центрах, что, по-видимому, связано с проведением поляризационных измерений с помощью синхротронного излучения. В США подобный однозер-

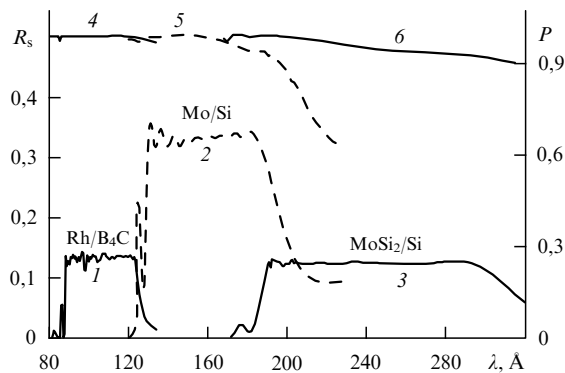


Рис. 12. Коэффициент отражения для s-поляризации (1–3) и поляризующая способность (4–6) трёх аперриодических МЗ, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в диапазонах длин волн 88–124 Å ( $Rh/B_4C$ ,  $\theta \approx 42,5^\circ$ ,  $N = 120$ ) (кривые 1, 4) и 130–190 Å ( $Mo/Si$ ,  $\theta \approx 41^\circ$ ,  $N = 40$ ) (кривые 2, 5).

кальный поляризатор со спектральной шириной около 3 нм с центром приблизительно на длине волны 14,25 нм был синтезирован в работе [50], причём при расчёте структуры авторами было учтено образование переходных слоёв в форме силицида  $MoSi_2$  фиксированной толщины (см. раздел 2.2). Благодаря этому измеренный коэффициент отражения для s-поляризованного излучения ( $\approx 0,2$ ) хорошо согласовывался с расчётным и являлся достаточно равномерным (рис. 13).

В Институте прецизионной оптики (Университет Тонджи, Шанхай, Китай) проводятся систематические работы по созданию широкополосных рентгенооптических элементов на основе аперриодических МС с использованием различных пар материалов. В работе [51] сообщалось о создании трёх широкополосных поляризаторов на основе аперриодических  $Mo/Si$ -структур для областей длин волн 15–17 нм, 14–18 нм и 13–19 нм. Во всех трёх случаях измеренное значение  $P(\lambda)$  оказалось близким к расчётному во всём рабочем интервале длин волн, причём измеренные средние (на рабочем интервале) значения составили соответственно 0,987, 0,986 и 0,980. Коэффициенты отражения оказались несколько ниже расчётных, они изменялись в пределах (%) 36–38,

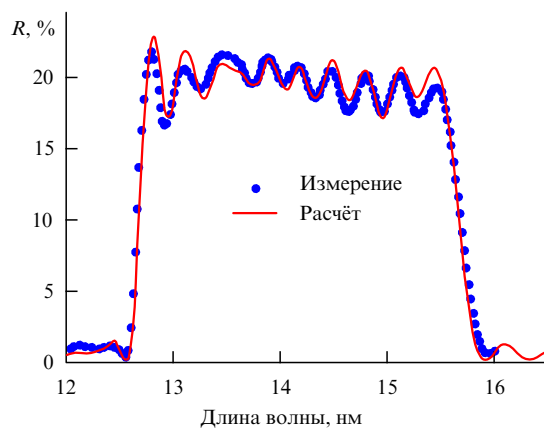


Рис. 13. Расчётный (сплошная кривая) и измеренный (кружки) коэффициенты отражения аперриодического МЗ-поляризатора ( $\theta = 45^\circ$ ) (из работы [50]). Модель учитывает наличие переходных слоёв со стехиометрией  $MoSi_2$ .

17–25 и 15–27, тогда как расчётные средние значения равнялись 50,0, 35,0 и 30,4 соответственно.

В работе [52] сообщалось о создании широкополосных Mo/Y-поляризаторов на области длин волн 8,5–10,1 нм и 9,1–11,7 нм с коэффициентами отражения для s-поляризованного излучения 5,5 % и 6,1 %. При этом измеренная средняя поляризующая способность составила  $(98,79 \pm 0,32)$  % и  $(96,48 \pm 0,70)$  % соответственно.

В работе [53] был рассчитан и синтезирован фазосдвигающий оптический элемент, представляющий собой аperiодическую многослойную Mo/Si-структуру на мембране нитрида кремния, работающую на пропускание. Измеренный сдвиг фазы между s- и p-поляризованным излучением составил  $42^\circ$  в диапазоне длин волн 13,8–15,5 нм при наклонном угле падения  $47^\circ$ .

В работе [54] содержится краткий обзор исследований по всем видам аperiодических МС, проводимым в Институте прецизионной оптики.

В Пекинском университете химической технологии совместно с Китайским университетом наук о Земле (Пекин) разрабатываются четвертьволновые пластины МР-излучения, работающие в проходящем [55] или отражённом [56] пучках. Отмечено, что переход к аperiодическим структурам позволяет значительно улучшить характеристики четвертьволновых пластин. Рассчитана аperiодическая структура Mo/Si, предназначенная для работы в качестве четвертьволновой пластины в проходящем пучке при угле падения около  $45^\circ$  для излучения с энергией 90 эВ [55]. Рассчитано также аperiодическое МЗ (Mo/Si), которое может служить широкополосной отражательной четвертьволновой пластиной в диапазоне  $\approx 80$ –100 эВ при скользящем угле падения  $30^\circ$  [56]. Авторы работы [56] полагают, что создание широкополосных четвертьволновых пластин позволит управлять состоянием поляризации ультракоротких импульсов МР-излучения, в частности, высоких гармоник фемтосекундных лазеров.

## 6. Аperiодические многослойные зеркала как элементы аттооптики мягкого рентгеновского диапазона

В работах [12, 13] было указано, что аperiодические МЗ способны отражать аттосекундные (состоящие всего из нескольких периодов волны) импульсы МР-излучения при нормальном падении и импульсы жёсткого рентгеновского излучения при наклонном падении с сохранением их временной формы, а также сжимать во времени chirпированные импульсы, аналогично зеркалам для фемтосекундных импульсов видимого и инфракрасного диапазона спектра [57]. Особый интерес представляют МЗ нормального падения, которые можно реализовать в МР-диапазоне с приемлемым уровнем коэффициента отражения. Минимальная длительность импульса, выраженная в периодах волны, равна относительной ширине спектра импульса,  $\delta\omega_p/\omega_0 \sim T/\tau$  (здесь  $\omega_0$  — несущая частота,  $\delta\omega_p$  — ширина спектра,  $T$  — период волны,  $\tau$  — длительность импульса). Так, если импульс содержит всего несколько циклов колебаний (few-cycle pulse), то ширина его спектра сопоставима с несущей частотой. Периодические МЗ имеют резонансную зависимость коэффициента отражения от частоты ( $\Delta\omega/\omega_0 \sim \sim 0,05$ –0,01), и потому они способны сохранять форму лишь для импульсов, содержащих не менее нескольких

десятков периодов волны. Для отражения предельно коротких рентгеновских импульсов необходимо использовать аperiодические МЗ с широким спектром отражения.

Пусть  $r(\omega) = |r(\omega)| \exp[i\Phi(\omega)]$  — комплексный амплитудный коэффициент отражения какой-либо (не обязательно периодической) МС, а  $\Phi(\omega)$  — его фаза. Тогда задержка отражённого импульса относительно падающего равна групповой задержке

$$t_g = \left. \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0},$$

а "расплывание" во времени определяется дисперсией групповой задержки и его спектральной шириной:  $\sim (dt_g/d\omega) \delta\omega_p$ . Достаточным условием для сохранения формы импульса при отражении является равномерное отражение в широкой спектральной области при нулевой дисперсии групповой задержки ( $d^2\Phi(\omega)/d\omega^2 = 0$ ) во всём диапазоне спектра. Расчёты показали [12, 13], что в диапазоне энергий 65–95 эВ это требование можно удовлетворить при коэффициенте отражения 7 % по энергии, причём аperiодическое МЗ (Mo/Si) сохраняет форму импульсов МР-излучения при длительности импульса вплоть до 0,15 фс [12, 13]. Когда речь идёт о chirпированных импульсах вида

$$E_0(t) = \exp\left[-\frac{\pi}{2}\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2\right] \cos(\omega_0 t - bt^2), \quad b > 0,$$

возможно сжатие падающего импульса при отражении от аperiодического МЗ ( $E_0$  — амплитуда электрического поля волны). В этом случае достаточным условием для сжатия chirпированного импульса является равномерное отражение в сочетании с групповой задержкой вида  $t_g = d\Phi(\omega)/d\omega \approx t_{g0} + 0,5b^{-1}(\omega - \omega_0)$ . Аperiодическое зеркало, оптимизированное для выполнения этого условия, осуществит десятикратное сжатие импульса с длительностью (полная ширина на полувысоте — Full Width at Half-Maximum, FWHM) 1,5 фс (до 0,15 фс) (рис. 14). При этом "коэффициент отражения" по мощности вследствие временного сжатия может быть выше единицы, несмотря на потери энергии.

Заметим, что во многих экспериментах различного типа первостепенное значение имеет мощность ультракоротких импульсов. В таких случаях естественно в

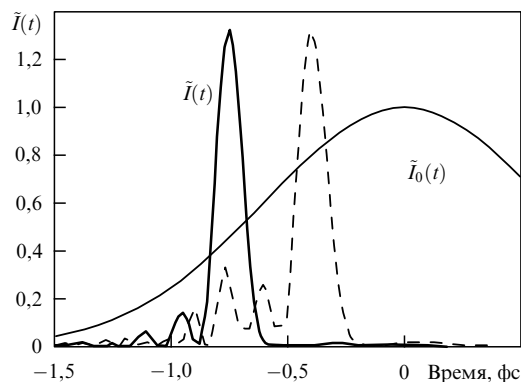


Рис. 14. Временное сжатие chirпированного импульса до длительности 0,15 фс (FWHM) с помощью аperiодической МС.

качестве целевой функции выбирать пиковую мощность  $P_0 = W_0/\tau_{\text{эфф}}$ , где  $W_0$  — энергия импульса, а  $\tau_{\text{эфф}} = \int P(t) dt$  — его эффективная длительность. Здесь  $P(t)$  — нормированная мгновенная мощность импульса. При этом дополнительные условия на профиль коэффициента отражения и его фазу не накладываются. С использованием данного подхода в работе [58] было рассчитано зеркало, осуществляющее более чем двукратное повышение мощности отрицательно chirпированного импульса длительностью 2,5 фс; при этом его эффективная длительность уменьшалась в 13 раз при коэффициенте отражения (по энергии) 0,17.

Наконец, если падающие импульсы несут положительный chirп ( $b < 0$ ), как это может иметь место при генерации высоких гармоник фемтосекундных лазерных импульсов, то также удаётся сконструировать многослойное зеркало (Mo/Si) с отрицательной дисперсией групповой задержки, компенсирующей этот chirп и сжимающей импульсы до длительности  $\approx 100$  ас [58, 59]. При этом в работе [58] использовалась целевая функция, равная мощности отражённого импульса, а в [59] — комбинация спектрального профиля отражения и фазы, как описано выше (пример приведён на рис. 14).

В настоящее время работа по созданию МЗ, способных манипулировать импульсами МР-излучения длительностью порядка 100 ас, перешла от чисто теоретического исследования данного вопроса в практическую плоскость — имеется обширная литература, посвящённая таким разработкам (см., например, [60–66]).

## 7. Заключение

В настоящее время в оптике МР-диапазона спектра сформировалось направление аперидической многослойной оптики. Применение аперидических структур позволяет расширить возможности многослойной оптики и удовлетворить ряду иных оптимизационных критериев, помимо достижения максимально высокого коэффициента отражения в относительно узком интервале длин волн (или углов падения). В спектроскопии уже применяются синтезированные аперидические структуры Mo/Si, обладающие равномерным отражением в широком спектральном интервале (12,5–25 нм) при нормальном падении излучения. Теоретически и экспериментально исследуется возможность применения широкополосных аперидических МЗ (Mo/Si, Al/Zr, Al/Sc) в космической аппаратуре, предназначенной для спектроскопических наблюдений солнечной короны в диапазонах длин волн 17–21, 24–28 и 28–33 нм [67]. В зарубежных лабораториях проявляют большой интерес к синтезу широкополосных поляризаторов, работающих при постоянном угле падения, а также четвертьволновых пластин, работающих "на отражение" или "на пропускание". Продвижение в область  $\lambda < 12,5$  нм возможно за счёт применения иных пар материалов, кроме Mo и Si, и оно может быть достигнуто при уменьшении коэффициентов отражения (равномерного). Результаты расчётов показывают, что в диапазоне длин волн 9–13 нм можно получить  $\bar{R} \approx 10\%$ , а в диапазоне 6,6–11 нм — около 4%. Ведутся работы по созданию аперидических МЗ для применения в аттооптике. В диапазоне  $\lambda \sim 100$ –200 Å это позволит манипулировать ультракороткими импульсами МР-излучения с длительностью до  $\sim 100$  ас, состоящими из нескольких периодов волны.

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

## Список литературы

1. Spiller E *Appl. Phys. Lett.* **20** 365 (1972)
2. Виноградов А В, Зельдович Б Я *Оптика и спектроскопия* **42** 709 (1977); Vinogradov A V, Zeldovich B Ya *Opt. Spectrosc.* **42** 404 (1977)
3. Виноградов А В, Кожевников И В *Труды ФИАН* **196** 62 (1989)
4. Spiller E A *Proc. SPIE* **1546** 489 (1992)
5. Барышева М М и др. *УФН* **182** 727 (2012); Barysheva M M et al. *Phys. Usp.* **55** 681 (2012)
6. Corkum P B *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994 (1993)
7. Teubner U, Gibbon P *Rev. Mod. Phys.* **81** 445 (2009)
8. Cingöz A et al. *Nature* **482** 68 (2012)
9. Jones R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 193201 (2005)
10. Samson J A R *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy* (New York: Wiley, 1967)
11. Колачевский Н Н, Пирожков А С, Рагозин Е Н *Квантовая электроника* **30** 428 (2000); Kolachevsky N N, Pirozhkov A S, Ragozin E N *Quantum Electron.* **30** 428 (2000)
12. Бейгман И Л, Пирожков А С, Рагозин Е Н *Письма в ЖЭТФ* **74** 167 (2001); Beigman I L, Pirozhkov A S, Ragozin E N *JETP Lett.* **74** 149 (2001)
13. Beigman I L, Pirozhkov A S, Ragozin E N *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* **4** 433 (2002)
14. Meekins J F, Cruddace R G, Gursky H *Appl. Opt.* **26** (6) 990 (1987)
15. van Loevezijn P et al. *Appl. Opt.* **35** 3614 (1996)
16. Balakireva L L, Kozhevnikov I V *J. X-Ray Sci. Technol.* **6** 150 (1996)
17. Joensen K D et al. *Proc. SPIE* **2279** 180 (1994)
18. Kozhevnikov I V, Bukreeva I N, Ziegler E *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **460** 424 (2001)
19. Ziegler E et al. *Proc. SPIE* **3737** 386 (1999)
20. Morawe Ch et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **493** 189 (2002)
21. Kozhevnikov I V, Montcalm C *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **624** 192 (2010)
22. Кондратенко В В и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* (7) 32 (2001)
23. Вишняков Е А, Шатохин А Н, Рагозин Е Н *Квантовая электроника* **45** 371 (2015); Vishnyakov E A, Shatokhin A N, Ragozin E N *Quantum Electron.* **45** 371 (2015)
24. Ragozin E N et al. *Proc. SPIE* **4782** 176 (2002)
25. Вишняков Е А и др. *Квантовая электроника* **39** 474 (2009); Vishnyakov E A et al. *Quantum Electron.* **39** 474 (2009)
26. Ragozin E N et al. *Proc. SPIE* **7360** 73600N (2009)
27. Капралов В Г и др. *Квантовая электроника* **32** 149 (2002); Kapralov V G et al. *Quantum Electron.* **32** 149 (2002)
28. Levashov V E et al. *Radiat. Phys. Chem.* **75** 1819 (2006)
29. Левашов В Е и др. *Квантовая электроника* **36** 549 (2006); Levashov V E et al. *Quantum Electron.* **36** 549 (2006)
30. Бейгман И Л и др. *Квантовая электроника* **37** 1060 (2007); Beigman I L et al. *Quantum Electron.* **37** 1060 (2007)
31. Бейгман И Л и др. *Квантовая электроника* **40** 545 (2010); Beigman I L et al. *Quantum Electron.* **40** 545 (2010)
32. Louis E et al. *Proc. SPIE* **7361** 73610I (2009)
33. Kando M et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 235003 (2009)
34. Pirozhkov A S et al. *AIP Conf. Proc.* **1153** 274 (2009)
35. Pirozhkov A S et al. *Proc. SPIE* **8140** 81400A (2011)
36. Henke B L, Gullikson E M, Davis J C *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **54** 181 (1993)
37. Soufli R, Gullikson E M *Proc. SPIE* **3113** 222 (1997)
38. Parratt L G *Phys. Rev.* **95** 359 (1954)
39. Зубарев Е Н и др. *Металлофизика и новейшие технологии* **19** (8) 56 (1997)
40. Janev R K, Presnyakov L P, Shevelko V P *Physics of Highly Charged Ions* (Springer Series in Electrophysics, Vol. 13) (Berlin: Springer-Verlag, 1985) p. 151
41. Живлюк Г М и др., в сб. *Нанофизика и нанoeлектроника: XI Междунар. симпозиум, Нижний Новгород, 10–14 марта 2007 г.* Т. 2 (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН, 2007) с. 361

42. Вишняков Е А и др. *Квантовая электроника* **42** 143 (2012); Vishnyakov E A et al. *Quantum Electron.* **42** 143 (2012)
43. Allred D D et al. *Proc. SPIE* **4782** 212 (2002)
44. Sandberg R L et al. *Proc. SPIE* **5193** 191 (2004)
45. Артюков И А и др. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (5) 9 (2007)
46. Artioukov I A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **517** 372 (2004)
47. Platonov Yu Yu, Gomez L, Broadway D *Proc. SPIE* **4782** 152 (2002)
48. Барышева М М и др., в сб. *Рентгеновская оптика — 2008. Материалы совещания, г. Черногловка, 6–9 октября 2008 г.* (Черногловка: ИПТМ РАН, 2008) с. 32; [http://purple.ipm.ru/xray/xray2008/files\\_files/X-ray%202008.pdf](http://purple.ipm.ru/xray/xray2008/files_files/X-ray%202008.pdf)
49. Chkhalo N I et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 011602 (2013)
50. Aquila A L et al. *Opt. Express* **14** 10073 (2006)
51. Wang Z et al. *J. Appl. Phys.* **99** 056108 (2006)
52. Wang Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 241120 (2006)
53. Wang Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 031901 (2007)
54. Wang Z et al. *Chinese Opt. Lett.* **8** 163 (2010)
55. Lin C, Chen S, Chen Z *Opt. Commun.* **326** 70 (2014)
56. Lin C, Chen S, Chen Z, Ding Y *Opt. Commun.* **347** 98 (2015)
57. Szipöcs R et al. *Opt. Lett.* **19** 201 (1994)
58. Pirozhkov A S et al., in *Ultrafast Phenomena XIV: Proc. 14th Intern. Conf., Niigata, Japan, July 25–30, 2004* (Eds T Kobayashi et al.) (Berlin: Springer, 2005) p. 85
59. Morlens A-S et al. *Opt. Lett.* **30** 1554 (2005)
60. Wonisch A et al. *Appl. Opt.* **45** 4147 (2006)
61. Aquila A, Salmassi F, Gullikson E *Opt. Lett.* **33** 455 (2008)
62. Hofstetter M et al. *New J. Phys.* **13** 063038 (2011)
63. Guggenmos A et al. *Proc. SPIE* **8502** 850204 (2012)
64. Bourassin-Bouchet C et al. *New J. Phys.* **14** 023040 (2012)
65. Guggenmos A et al. *Proc. SPIE* **9207** 92070L (2014)
66. Diveki Z et al. *J. Mod. Opt.* **61** 122 (2014)
67. Вишняков Е А и др., в сб. *Нанопластика и нанопластика: Труды XIX Междунар. симпозиума, Нижний Новгород, 10–14 марта 2015 г.* Т. 1 (Н. Новгород: Изд-во Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского, 2015) с. 326; [http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2015\\_v1.pdf](http://nanosymp.ru/UserFiles/Symp/2015_v1.pdf)

### Aperiodic multilayer structures in soft X-ray optics

#### A.S. Pirozhkov

*Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency,  
8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto, 619-0215, Japan*

#### E.N. Ragozin

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,  
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation  
Tel. +7 (499) 132 63 29*

*E-mail: enragozin@sci.lebedev.ru, enragozin@gmail.com*

*Moscow Institute of Physics and Technology (State University),  
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation*

This paper reviews a series of studies that address the development and application of aperiodic multilayer structures (aperiodic multilayer mirrors) as soft X-ray (SXR) ( $\lambda \approx 4\text{--}40$  nm) optical elements. The paper discusses the potential of such structures for reflecting SXR radiation in a broad wavelength range, primarily at normal radiation incidence; and as polarization elements (broadband polarizer mirrors and phase shifters). The results of multiparametric optimization are presented, and experimental data for aperiodic Mo/Si ( $\lambda \geq 12.5$  nm) multilayer mirrors are outlined. The feasibility of advancing to the  $\lambda \leq 12.5$  nm domain due to the use of other materials is examined, and the capabilities of aperiodic structures as elements of attosecond SXR optics are discussed.

**Keywords:** soft X-ray/EUV optics, aperiodic multilayer structures, broadband multilayer mirrors, polarization optics, attosecond optical elements, imaging spectrometers

PACS numbers: **07.60. – j, 42.30. – d, 42.79. – e**

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201511d.1203

Bibliography — 67 references

*Received 25 August 2015*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **185** (11) 1203–1214 (2015)

*Physics–Uspekhi* **58** (11) (2015)