

13
Исследование структурных и отражательных характеристик короткопериодных Mo/Be многослойных рентгеновских зеркал

© Р.С. Плешков, С.А. Гарахин, Е.И. Глушков, В.Н. Полковников, Е.Д. Чхало, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН,
603087 Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., Россия
e-mail: pleshkov@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 6 мая 2024 г.
В окончательной редакции 6 мая 2024 г.
Принято к публикации 6 мая 2024 г.

Методами рентгеновской рефлектометрии, диффузного рассеяния рентгеновского излучения и интерферометрии исследована серия короткопериодных многослойных зеркал (МЗ) Mo/Be. Показано, что структура МЗ (наличие дифракционных порядков на угловой зависимости коэффициента отражения) наблюдается, по крайней мере, до величины периода 1.29 nm. Также при приближении к экстремально малым величинам периодов, начиная с 1.64 nm, наблюдается резкий рост ширины переходной области между слоями зеркала.

Ключевые слова: многослойные рентгеновские зеркала, синхротронные приложения, монохроматор рентгеновского излучения, внутренние напряжения.

DOI: 10.61011/JTF.2024.08.58554.148-24

Введение

Понятие короткопериодности в значительной мере условно. Чаще всего на практике короткими периодами (d) считаются значения от 2–2.5 nm и меньше. Эти значения соответствуют зеркалам нормального падения для работы в диапазоне длин волн от 4–5 nm и ниже. Также многослойные зеркала (МЗ) с подобными периодами широко применяются в качестве оптики скользящего падения для жесткого рентгеновского диапазона. В частности, короткопериодные МЗ применяются для монохроматизации и фокусировки жесткого рентгеновского излучения на синхротронах.

Важной особенностью короткопериодных МЗ является сильная зависимость коэффициентов отражения от величины межслоевой шероховатости. При столь малых d (< 2.5 nm) влияние шероховатости на отражение становится существенным. Даже при ангстремных шероховатостях коэффициент отражения может снижаться в разы.

Кроме того, для задачи монохроматизации в жестком рентгеновском диапазоне важно наличие (а точнее отсутствие) краев поглощения материалов зеркала в рабочем диапазоне монохроматора. Наличие краев поглощения не позволяет создать МЗ, способное обеспечивать требуемые высокие значения коэффициента отражения и спектральной селективности на всем рабочем диапазоне, что в конечном счете приводит к использованию нескольких зеркал в монохроматоре вместо одного, затрудняя тем самым работу на нем.

В диапазоне энергий 2–20 keV наиболее используемой парой материалов с периодами менее 2 nm является W/V₄C [1–3]. Однако для ряда задач недостатком данного МЗ является недостаточная селективность, связанная, во-первых, с высоким поглощением

излучения в слоях W; во-вторых, с большим скачком электронной плотности между наиболее поглощающим материалом в паре W и наименее поглощающим V₄C. Также наличие ряда L -краев поглощения W в области 10–12 keV приводит к падению коэффициентов отражения W-содержащих МЗ, предназначенных для работы в широкой спектральной области 10–18 keV, одной из наиболее востребованной области в современных синхротронных исследованиях, например планируемых работах на синхротроне 4-го поколения СКИФ [4].

Теоретически МЗ Mo/V₄C и Mo/Be могли бы заменить W/V₄C в диапазоне 2–20 keV. На рис. 1 приведены теоретические зависимости пикового коэффициента отражения и спектральной селективности от энергии. Для расчета в указанном диапазоне энергий использовались параметры многослойных зеркал, при которых обеспечивается отражение в первом порядке дифракции в диапазоне углов скольжения θ : 0.5–5° и максимальный коэффициент отражения. Периоды рассматриваемых МЗ получились в диапазоне 3.63–3.66 nm, отношение толщины сильнопоглощающего материала в периоде к толщине периода примерно 0.32 ($\beta_{Mo,W}$), число периодов $N = 150$. Исследования структурных и отражательных характеристик короткопериодных МЗ на основе Mo/V₄C ранее проводились в других работах [5–7]. В одной из работ были проведены исследования МЗ Mo/V₄C с периодами в диапазоне 0.8–3.5 nm, показавшие, что при сопоставимых коэффициентах отражения данные зеркала существенно превосходят МЗ W/V₄C по спектральной селективности. Отмечено также, что у Mo/V₄C отсутствует деградация интерфейсов при периодах до 1 nm, и наблюдается стабильность отражательных характеристик при отжиге до 300°C. Указана перспектива ис-

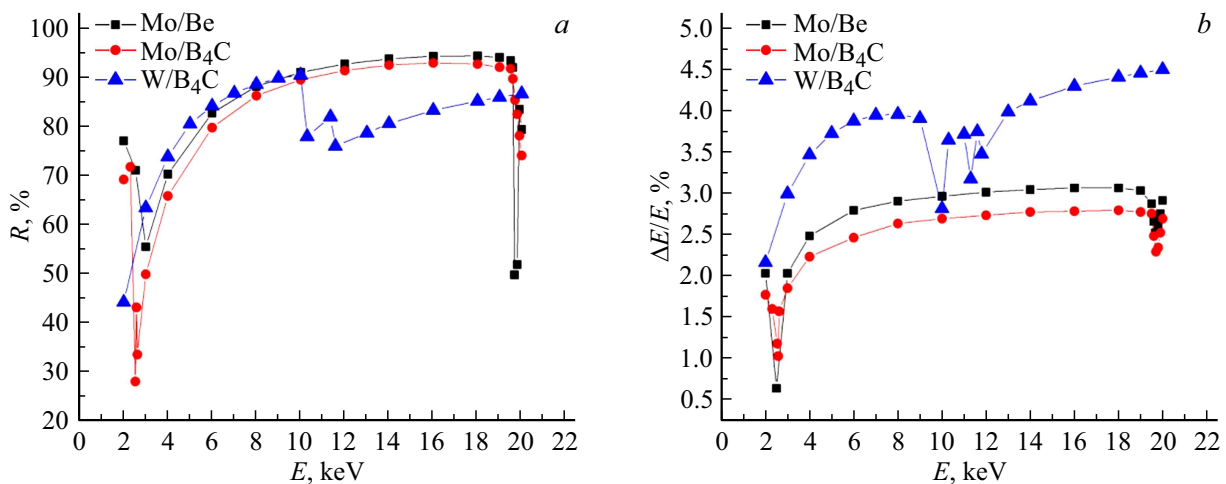


Рис. 1. Теоретические зависимости пикового коэффициента отражения (а) и спектральной селективности (б) от энергии. Расчет для случая нулевых шероховатостей на границах.

пользования МЗ Мо/В₄С с периодами до 1.8 nm для синхротронных приложений.

МЗ Мо/Ве изучались для применения в окрестности длины волны 11.2 nm (0.11 keV). Исследовались их структурные и рентгенооптические характеристики [8], а также их термическая стабильность [9]. Однако короткопериодные Мо/Ве-зеркала никем не изучались.

Отдельного внимания заслуживают проблемы внутренних напряжений и термической стабильности МЗ. Первая проблема приводит к нежелательному эффекту, а именно к деформации подложки, на которую наносится МЗ, что может отрицательно сказаться, например, на фокусирующих свойствах МЗ. При превышении внутренними напряжениями некоторого порогового значения может происходить отслаивание осажденного на подложку покрытия. Поэтому изучение внутренних напряжений в отражающих покрытиях имеет большое значение для рентгеновской оптики. Проблема нагрева рентгенооптических элементов возникает при воздействии на них высокоэнергетического излучения, например, в монохроматорах жесткого рентгеновского излучения на синхротронах. Работа с жестким рентгеновским диапазоном подразумевает использование короткопериодных МЗ, термические свойства которых могут отличаться от свойств МЗ, обладающих большими периодами, и которые используются для работы в соседнем мягком рентгеновском диапазоне излучения.

1. Методика эксперимента

В настоящей работе исследовались МЗ Мо/Ве с периодами от 3.73 до 1.29 nm. Всего в рамках исследований было изготовлено 17 образцов. В работе по изучению свойств короткопериодных МЗ Мо/Ве можно выделить три частных задачи: 1) проводилась оптимизация толщин материалов в МЗ Мо/Ве с периодом

~ 3.6 nm с целью максимизации коэффициента отражения; 2) изучалась зависимость коэффициента отражения и величины переходных областей между слоями от величины периода многослойных структур; 3) также проводилось исследование структурных напряжений и термической стабильности короткопериодных МЗ Мо/Ве.

МЗ изготавливались методом магнетронного распыления при постоянном токе на установке с шестью магнетронами планарного типа. Ток на каждом магнетроне был 600 mA. Предварительный вакуум составлял величину 10^{-5} Pa. Распыление производилось в среде высокочистого (99.998%) Ag при давлениях порядка 0.3 Pa. Толщины пленок контролировались временем нахождения подложки над магнетроном. В каждом цикле напыления последовательно наносились (от подложки) слои Мо и Ве со скоростями осаждения примерно 0.07 и 0.03 nm/s соответственно. Для обеспечения равномерности покрытия по площади подложки над каждым магнетроном расположены фигурные прецизионные диафрагмы. Изменением формы диафрагм контролировалось распределение плотности потока вещества, поступающего на подложку. Точность управления распределением периода по площади зеркала составляла величину менее 0.5% от величины периода. Материалы осаждались на сверхгладкие подложки из монокристаллического кремния с ориентацией (100) толщиной 0.47 mm. В исследовании использовались подложки разных размеров в зависимости от типа исследования. При изготовлении МЗ для целей оптимизации толщин материалов и поиска МЗ с минимальным периодом использовались подложки размером 25 × 25 mm, при исследованиях напряжений в МЗ Мо/Ве подложки имели размер 20 × 80 mm.

После изготовления МЗ проводилась их аттестация, заключающаяся в определении их основных параметров, таких как период, толщин индивидуальных слоев, ширины переходных областей. Все эти параметры определялись методом подгонки экспериментально измеренных угло-

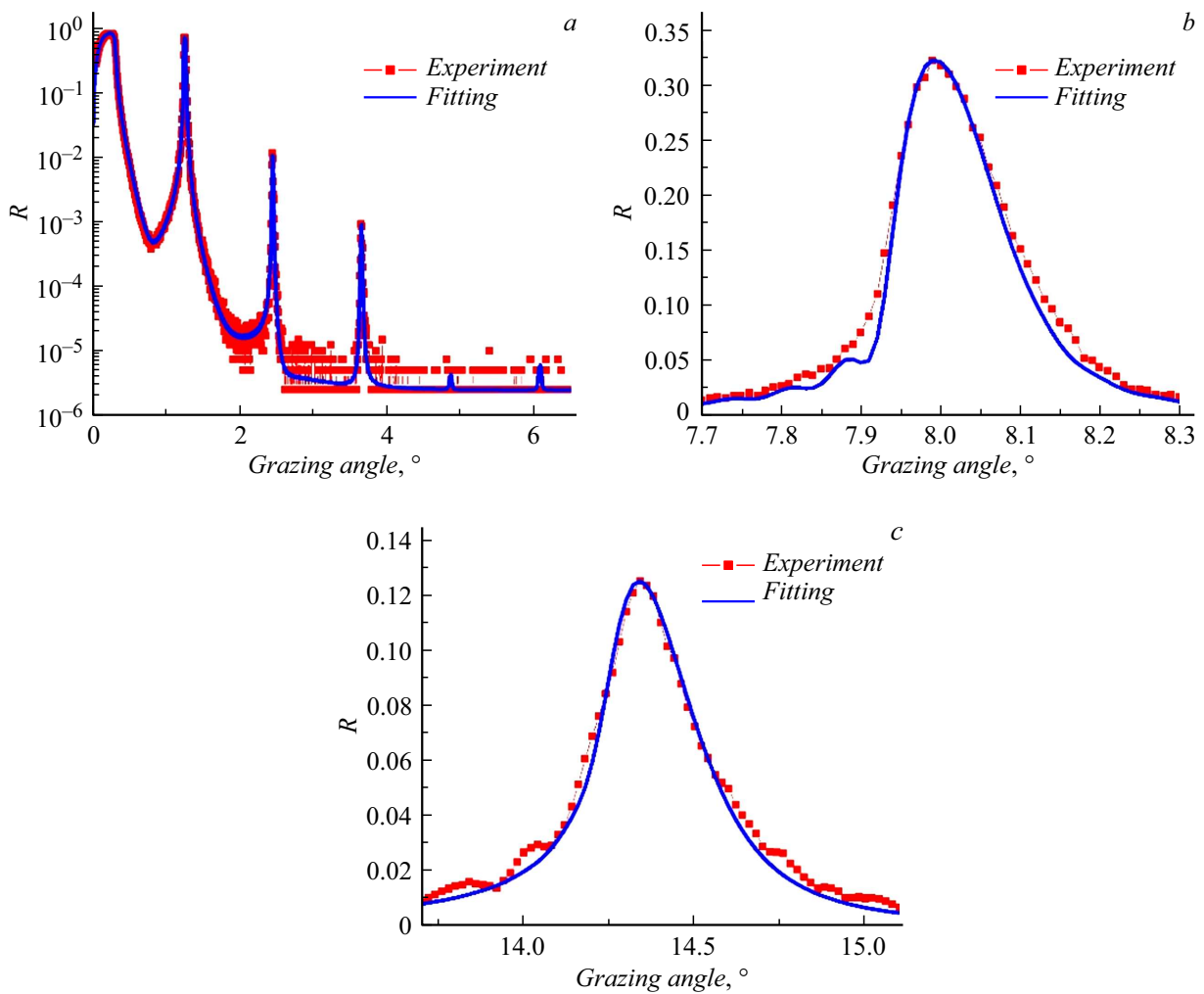


Рис. 2. Пример одновременной подгонки угловых зависимостей коэффициента отражения, измеренных на трех длинах волн 0.154 (a), 0.989 (b) и 1.759 nm (c). Линии с точками — экспериментально измеренные кривые, сплошные линии — подгонка.

вых зависимостей коэффициента отражения на длинах волн 0.154, 0.989 и 1.759 nm, с помощью программы для рефлектометрической реконструкции многослойных структур „Multifitting“ [10].

Измерения на длине волны 0.154 nm проводились на четырехкристальном высоко разрешающем дифрактометре PANalytical X'Pert Pro. Этот прибор позволяет производить исследования кристаллических материалов и искусственных многослойных систем методом дифракции рентгеновских лучей, в том числе — малоугловой. Для всех исследуемых в настоящей работе образцов снимались угловые зависимости коэффициента отражения. Измерения проводились в диапазоне углов $0-6^\circ$. Кроме угловых зависимостей измерялось диффузное рассеяние для некоторых образцов. В настоящей работе использовался один из типов измерения диффузного рассеяния, при котором сначала выбиралось положение гониометра образца (например, $\theta = 1.51^\circ$) и детектора ($2\theta = 3.02^\circ$), соответствующие первому брэгговскому порядку дифракции, затем в данном положении

выполнялось сканирование образцом (в диапазоне θ : $1.51-3.02^\circ$). С помощью совокупности методов малоугловой рентгеновской рефлектометрии и диффузного рассеяния, а также численного моделирования, в работе был отдельно выделен вклад рассеивающей шероховатости в общую переходную область между слоями для МЗ с периодами 2.97 и 1.48 nm.

Измерения в области мягкого рентгеновского излучения на длинах волн 0.989 и 1.759 nm проводились на рефлектометре с монохроматором РСМ-500 [11]. Данный прибор разработан в ИФМ РАН для контроля рентгенооптических элементов произвольной формы. Источником излучения является разборная рентгеновская трубка со сменными анодами-мишенями, что позволяет оперативно переключаться между длинами волн. В случаях длин волн 0.989 и 1.759 nm использовались мишени Mg и Fe соответственно. Монохроматизация излучения производится с помощью решеточного спектрометра-монохроматора РСМ-500, обеспечивающего спектральное разрешение в экстремальном ультрафиолетовом

(ЭУФ) диапазоне $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.26\%$. Пример одновременной подгонки угловых зависимостей коэффициента отражения, измеренных на трех длинах волн, для одного из образцов показан на рис. 2.

Определение значения внутренних напряжений сводится к определению радиусов кривизны подложки до и после осаждения на нее отражающего покрытия. Радиус кривизны подложки определялся на интерферометре Zygo VeriFire 4 по сравнению профиля подложки до и после нанесения отражающего покрытия с профилем эталона. Измерение на интерферометре позволяет установить отклонение профиля измеряемой подложки от профиля эталона. В качестве эталона выступает пропускающая эталонная плоскость, размер — 4 inches, коэффициент отражения 4%, точность формы лучше $\lambda/20$. Заявленная абсолютная погрешность определения профиля с помощью данного прибора составляет 10 nm, заявленное максимальное измеряемое отклонение от плоскости равно 15 μm . Подробное описание проведения измерений и расчета погрешности измерений приведено в [12]. Определение значений внутренних напряжений в МЗ производилось с применением формулы Стони [13]:

$$s = \frac{E}{6(1-\nu)} \frac{d_s^2}{d_f} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right), \quad (1)$$

где S — внутренние напряжения, E — модуль Юнга материала подложки, ν — коэффициент Пуассона материала подложки, d_s — толщина подложки, d_f — общая толщина МЗ, r_1 — исходный радиус кривизны подложки, r_2 — радиус кривизны подложки после осаждения МЗ. Подложки имели размер $20 \times 80 \text{ mm}$ и толщину 0.47 mm. Погрешность определения значений напряжений с учетом толщин отражающих покрытий 364–235 nm (периоды МЗ 3.6–1.5 nm), составляют порядка $\pm 0.30 - \pm 0.46 \text{ МПа}$ соответственно. Подложки вырезались из пластин монокристаллического кремния ориентации (100) диаметром 100 mm, используемых в производстве микроэлектроники. Для такой пластины коэффициент $E/[6(1-\nu)] = 30 \text{ GPa}$.

Отжиг образцов проводился в вакуумной печи при давлении $6 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$. Температура контролировалась термопарой хромель–алюмель с точностью $\pm 5^\circ\text{C}$. Один образец (с периодом 2.25 nm) отжигался при температурах 100, 200 и 300°C , чтобы проследить изменение коэффициента отражения МЗ от температуры. Время отжига составило 1 h для каждой температуры (время поддержания температуры отжига без учета нагрева и остывания). Остальные образцы отжигались при 300°C , время отжига также составило 1 h. На рис. 3 приведена временная зависимость температуры образца от времени для нагрева до 300°C .

2. Результаты и их обсуждение

На первом этапе исследования проводилась оптимизация толщин материалов зеркала при постоянном

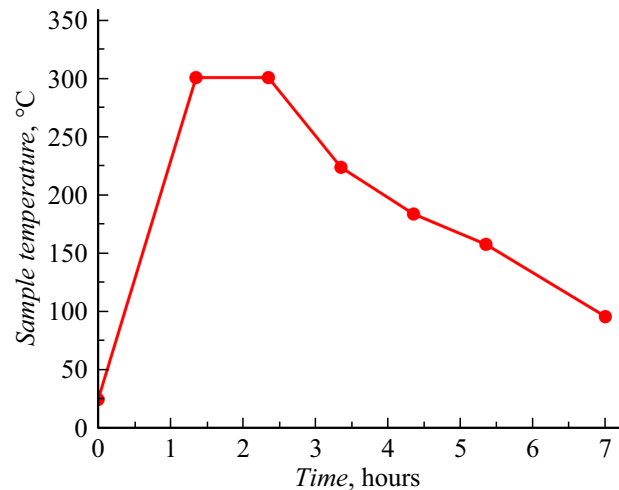


Рис. 3. Временная зависимость температуры образца от времени при отжиге для нагрева до 300°C .

Таблица 1. Основные параметры исследуемых образцов: β_{Mo} — доля молибдена в периоде; d — период зеркала; R — коэффициент отражения; $\Delta\theta_{\text{br}}/\text{tg}(\theta_{\text{br}})$ — характеризует спектральную селективность МЗ. Число периодов для каждого образца было $N = 100$. Измерения выполнены на длине волны $\lambda = 0.154 \text{ nm}$

№ образца	β_{Mo}	$d, \text{ nm}$	$R, \%$	$\Delta\theta_{\text{br}}/\text{tg}(\theta_{\text{br}}), \%$
1	0.22	3.60	68.8	1.7
2	0.25	3.67	70.4	2.0
3	0.33	3.73	75.3	2.3
4	0.38	3.65	70.8	2.4
5	0.44	3.63	63.2	2.3

значении периода для получения максимального коэффициента отражения. Процесс оптимизации происходил путем изменения параметра β_{Mo} , определяющегося как отношение толщины молибдена в периоде к величине периода МЗ, и измерения угловой зависимости коэффициента отражения в первом брегговском порядке дифракции на длине волны 0.154 nm. Также для каждого случая оценивалась спектральная селективность ($\Delta\lambda/\lambda$). Оценка проводилась по угловым зависимостям с использованием формулы

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta\theta_{\text{br}}}{\text{tg}(\theta_{\text{br}})}, \quad (2)$$

где λ — длина волны излучения, $\Delta\lambda$ — ширина спектральной линии на полувысоте, θ_{br} — угол, соответствующий брегговскому пику, $\Delta\theta_{\text{br}}$ — ширина брегговского пика на полувысоте. Всего было изготовлено 5 образцов. Для каждого образца измерялись угловые зависимости коэффициента отражения и определялись основные параметры исследуемых образцов (табл. 1).

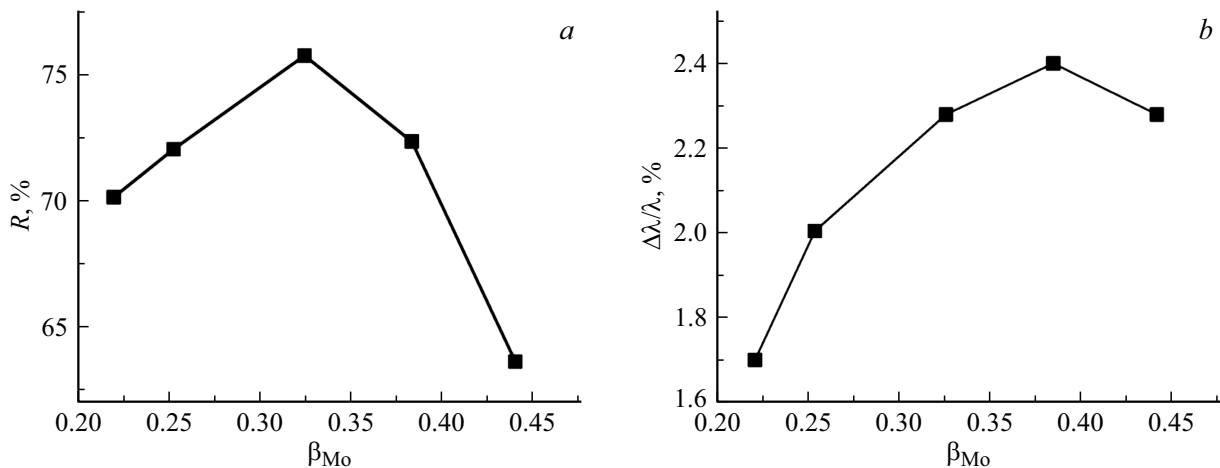


Рис. 4. Экспериментальные зависимости пикового коэффициента отражения (а) и спектральной селективности (б) от доли молибдена в периоде МЗ Мо/Ве. Измерения выполнены на длине волны $\lambda = 0.154$ nm.

Для наглядности данные по коэффициенту отражения и спектральной селективности в зависимости от параметра β_{Mo} отображены на рис. 4.

На рис. 4, а видно, что в исследуемой серии из пяти образцов, максимальным коэффициентом отражения обладает образец, у которого доля молибдена в периоде равна 0.33.

Следующим шагом исследования было определение минимально возможной величины периода МЗ Мо/Ве, при котором еще наблюдаются дифракционные порядки на угловой зависимости коэффициента отражения. Для этого из предыдущей серии из пяти образцов было выбрано зеркало с высоким коэффициентом отражения и с соотношением толщин материалов в периоде близким к $\beta_{Mo} = 0.4$, чтобы была возможность уменьшать индивидуальные толщины материалов зеркала пропорционально вплоть до субнанометровых величин. С учетом отмеченных условий был выбран образец № 4 из табл. 1.

Далее была изготовлена серия образцов с периодами в диапазоне 3.65–1.29 nm. Соотношение толщин материалов в периоде поддерживалось постоянным у всех образцов и равнялось примерно 0.4. По мере уменьшения периода высчитывалось оптимальное значение числа периодов (N) для каждого случая. Число периодов выбиралось с помощью моделирования в программе „Multifitting“. При этом для каждого последующего напыления МЗ использовались данные модели от предыдущего: в новой модели задавался новый период МЗ, меньше предыдущего (при этом сохранялось условие $\beta_{Mo} = 0.4$), затем параметр N в модели увеличивался до тех пор, пока коэффициент отражения (R) не перестанет значимо увеличиваться (до изменений в десятых долях процента). Основные параметры образцов приведены в табл. 2.

Серия МЗ была остановлена на периоде 1.29 nm, так как при меньших значениях d коэффициент отражения в первом брегговском порядке становится ниже 1%. При приближении к минимальным периодам МЗ, приведен-

Таблица 2. Основные параметры исследуемых образцов: β_{Mo} — доля молибдена в периоде; d — период зеркала; N — число периодов; M — материал слоя; $s(M)$ — ширина переходной области (запись $s(M)$ соответствует области над M); R — коэффициент отражения; $\Delta\theta_{br}/\text{tg}(\theta_{br})$ — характеризует спектральную селективность МЗ. Измерения выполнены на длине волны $\lambda = 0.154$ nm

№ образца	β_{Mo}	d , nm	N	$s(Mo)$, nm	$s(Be)$, nm	R , %	$\Delta\theta_{br}/\text{tg}(\theta_{br})$, %
4	0.38	3.65	100	0.35	0.52	70.8	2.4
6	0.40	2.97	120	0.31	0.51	59.0	1.7
7	0.40	2.50	120	0.32	0.54	41.9	1.3
8	0.39	2.25	120	0.33	0.53	35.0	1.1
9	0.40	1.99	130	0.31	0.55	19.2	1.0
10	0.39	1.69	140	0.31	0.57	10.3	0.7
11	0.42	1.64	140	0.30	0.74	6.4	0.7
12	0.41	1.48	140	0.31	0.78	2.6	0.7
13	0.41	1.29	160	0.33	0.78	1.4	0.6

ным в табл. 2, не только снижается отражение, но и заметно меняется форма дифракционных пиков (рис. 5) на угловых кривых, начиная с периода $d = 1.64$ nm (рис. 5, б). Это указывает на возрастание структурного несовершенства. Возможно, имеет место частичная потеря сплошности тонких пленок субнанометровой толщины.

Однако, несмотря на такое изменение структуры МЗ при периодах менее 1.69 nm, наблюдается модуляция электронной плотности (диэлектрической проницаемости). Для сравнения на рис. 6 приведены профили электронной плотности для МЗ с самым большим периодом в серии $d = 3.65$ nm, с периодом $d = 1.69$ nm, после

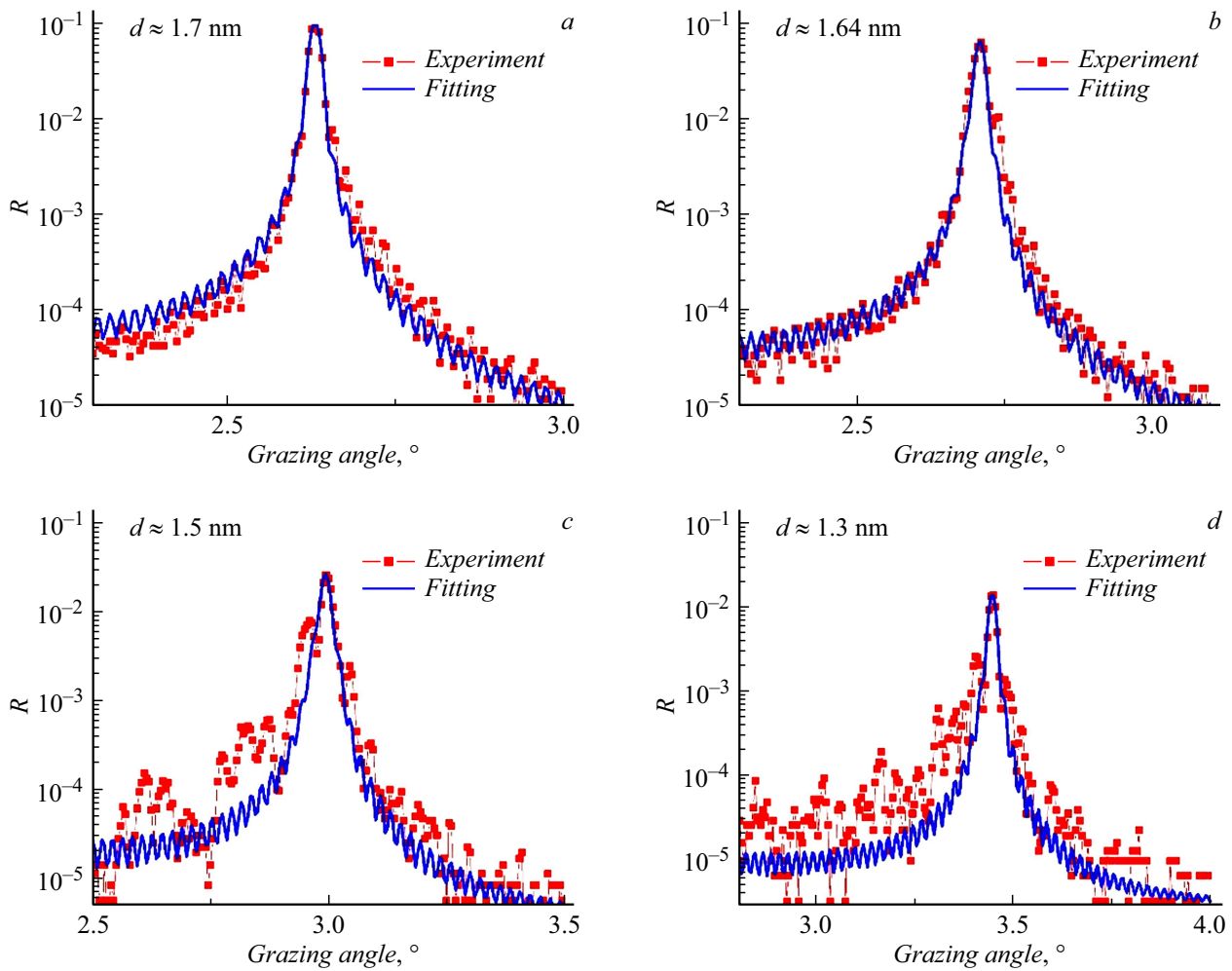


Рис. 5. Первые порядки дифракции на экспериментально измеренных угловых зависимостях пикового коэффициента отражения для МЗ Мо/Ве с периодами $d = 1.69$ (a), 1.64 (b), 1.48 (c) и 1.29 nm (d). Измерения выполнены на длине волны $\lambda = 0.154$ nm. Линии с точками — экспериментально измеренные кривые, сплошные линии — подгонка.

которого начинает меняться форма пика, и с одним из самых маленьких периодов $d = 1.48$ nm.

По данным из табл. 2 на рис. 7 построены зависимости коэффициента отражения и спектральной селективности от периода МЗ. Дополнительно на рис. 7, a приведена зависимость $R(d)$ для каждого значения периода, но при нулевой ширине переходной области ($s = 0$).

На рис. 7, a видно, что с уменьшением периода МЗ экспериментальный коэффициент отражения сильнее падает по сравнению с теоретическим (при идеальных границах слоев $s = 0$). Тоже можно отметить, сравнивая данную зависимость $R(d)$ с аналогичной зависимостью для Мо/В₄С, приведенной в [7], на которой R падает не так значительно с уменьшением периода. Однако стоит отметить, что в исследовании короткопериодных МЗ Мо/В₄С использовался другой подход в выборе N . Возможно, подход в выборе числа периодов для каждого последующего МЗ при уменьшении периода, используемый в настоящей работе не совсем корректен. При выборе другого подхода, как в [7], где N выбиралось из усло-

вия постоянства общей толщины зеркала ($d_i N_i = \text{const}$), экспериментальный график $R(d)$ на рис. 7, a мог бы выглядеть по-другому, в среднем величины R были бы больше. Однако это бы все равно не повлияло на вид зависимости $s(d)$, приведенной на рис. 8. Вместе с уменьшением коэффициента отражения можно отметить такое же уменьшение параметра $\Delta\theta_{\text{br}}/\text{tg}(\theta_{\text{br}})$, т. е. улучшение спектральной селективности (рис. 7, b).

Изменения структуры МЗ Мо/Ве при уменьшении периода, о которых свидетельствовали изменения на кривых отражения, отмеченные на рис. 5, привели к увеличению ширины переходной области между слоями, что в конечном итоге и привело к такому резкому падению коэффициента отражения. Как видно по рис. 8, наблюдается значительное увеличение ширины переходной области при уменьшении периода МЗ Мо/Ве, начиная с величины $d = 1.69$ nm.

Переходные области между слоями в МЗ формируются за счет нескольких механизмов, основными из которых являются ростовая шероховатость и взаимное

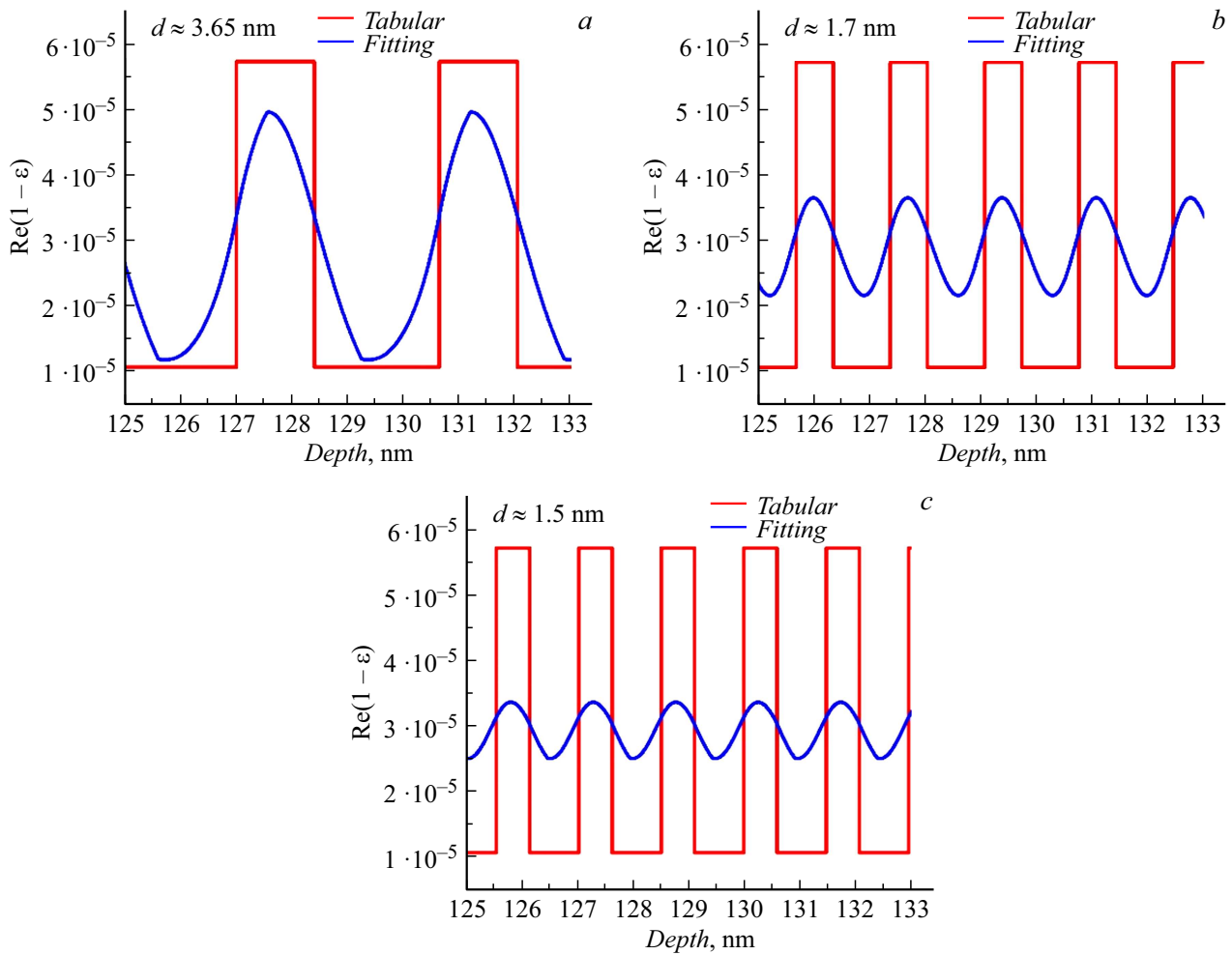


Рис. 6. Профили электронной плотности МЗ с периодами $d = 3.65$ (a), 1.69 (b) и 1.48 nm (c), восстановленные по данным рентгеновского отражения. Синяя кривая соответствует распределению электронной плотности вглубь структуры с учетом ширины переходной области (s), красная соответствует случаю идеальной структуры ($s = 0$).

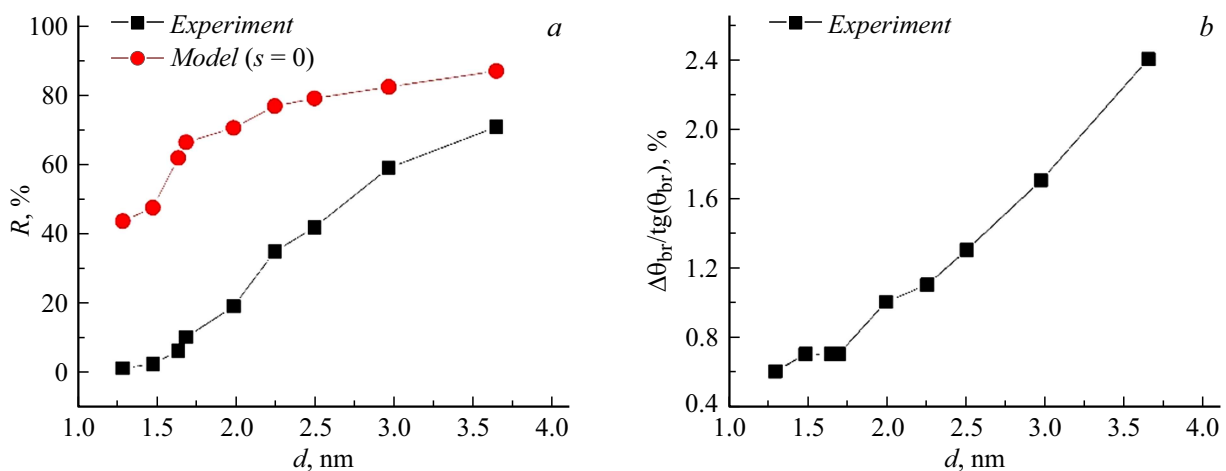


Рис. 7. Экспериментальные и теоретические зависимости пикового коэффициента отражения (a) и спектральной селективности (b) от периода МЗ Мо/Ве. Измерения проводились на длине волны $\lambda = 0.154$ nm.

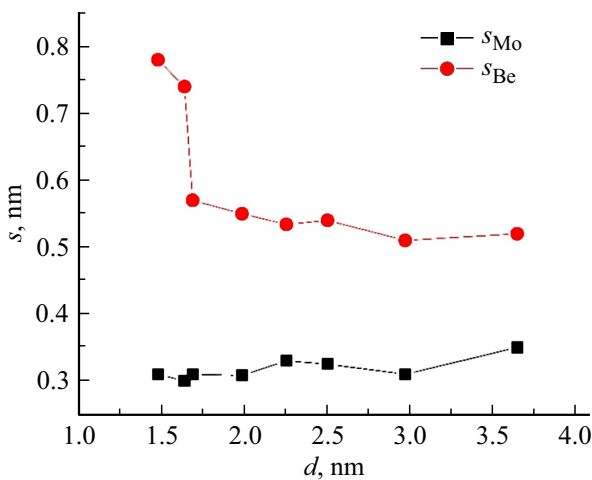


Рис. 8. Определенные по результатам подгонки зависимости ширины переходных областей от периода МЗ Мо/Ве.

перемешивание материалов, обусловленное, прежде всего, баллистическим эффектом внедрения атомов с высокими энергиями (единицы-десятки eV) поступающего на пленку материала, а также диффузией и химическим взаимодействием. Используя одновременно угловые зависимости коэффициента отражения и кривые диффузного рассеяния с помощью программы „Multifitting“ можно отделить вклад от ростовой шероховатости в общую ширину переходной области. В [14] проводилось разделение вкладов ростовой шероховатости и взаимного перемешивания для МЗ Ст/Ве. Использование для этой цели диффузного рассеяния рентгеновского излучения связано с тем, что за рассеяние ответственны именно межслоевые шероховатости, в то время как перемешивание приводит лишь к незначительному падению интенсивности рассеянного излучения за счет уменьшения скачка электронной плотности на границах.

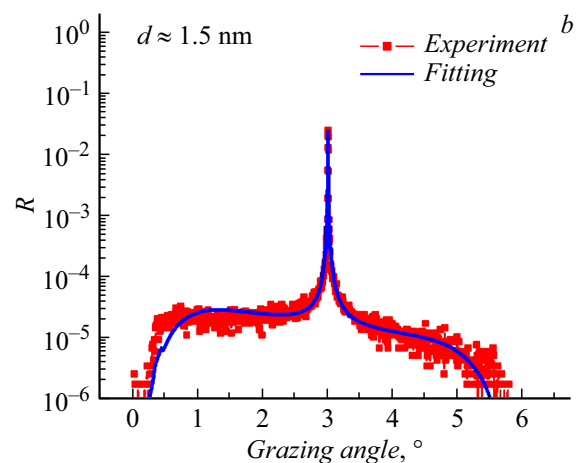
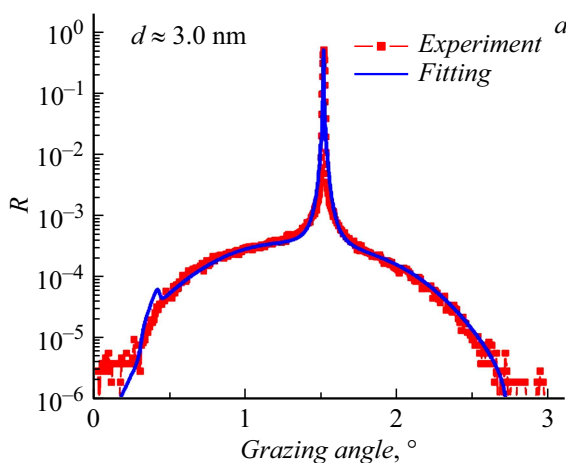


Рис. 9. Экспериментальные и подгоночные кривые качания МЗ с периодами $d = 2.97$ (a) и 1.48 nm (b). Зеркальное положение для каждого образца соответствует первому брэгговскому пику. Линии с точками — экспериментально измеренные кривые, сплошные линии — подгонка.

Таблица 3. Параметры исследуемых на напряжения образцов: d — период зеркала; N — число периодов; d_f — общая толщина МЗ; d_s — толщина подложки; S — внутренние напряжения в МЗ

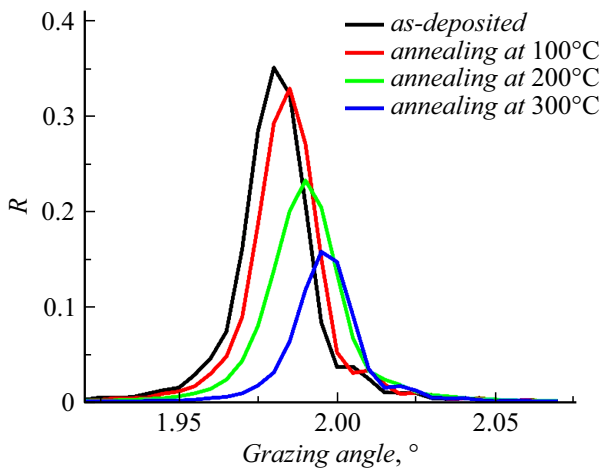
№ образца	d , nm	N	d_f , nm	d_s , nm	S , GPa
14	3.64	100	364.2	0.47	0.45
15	2.99	120	359.0	0.47	0.30
16	2.27	116	263.5	0.47	0.18
17	1.47	160	235.2	0.47	0.10
Из [15]	5.80	70	403.0	0.50	0.33

В рамках данного подхода после измерения кривых зеркального отражения на длине волны $\lambda = 0.154$ nm были проведены измерения кривых качания, по методике, описанной выше, для МЗ с периодами $d = 2.97$ и 1.48 nm (рис. 9). В результате подгонки были получены значения геометрических шероховатостей $\sigma \approx 0.11$ и ≈ 0.22 nm соответственно. Таким образом, сравнивая полученные значения σ с толщинами переходных областей в табл. 2, можно заключить, что вклад от геометрической шероховатости в переходную область не является определяющим.

Для исследования внутренних напряжений были изготовлены дополнительно 4 МЗ с периодами, входящими в диапазон периодов образцов из табл. 2. Параметры пленки и значения внутренних напряжений МЗ приведены в табл. 3. Как видно из приведенных данных, напряжения в МЗ уменьшаются с уменьшением периода. Знак параметра S указывает на то, что напряжения имеют растягивающий характер. Для сравнения в таблице приведены данные из статьи [15], в которой исследовалось МЗ Мо/Ве с большим периодом $d = 5.8$ nm и большей

Таблица 4. Период и рентгенооптические характеристики исследуемых МЗ до и после отжига при 300°C в течение 1 h. Измерения выполнены на длине волны $\lambda = 0.154 \text{ nm}$

До отжига					После отжига			
Образец	$d, \text{ nm}$	$R_{1br}, \%$	Θ_{1br}	$\Delta\theta_{br}/\text{tg}(\theta_{br}), \%$	$d, \text{ nm}$	$R_{1br}, \%$	Θ_{1br}	$\Delta\theta_{br}/\text{tg}(\theta_{br}), \%$
4	3.65	70.8	1.25	2.4	3.64	55.4	1.25	2.2
6	2.97	59.0	1.51	1.7	2.95	43.6	1.52	1.6
7	2.50	41.9	1.79	1.3	2.49	23.8	1.80	1.2
8	2.25	35.0	1.98	1.1	2.24	15.8	2.00	1.0
9	1.99	19.2	2.24	1.0	1.98	8.3	2.26	1.1
10	1.69	10.3	2.63	0.7	1.69	2.6	2.64	1.2
12	1.48	2.6	3.00	0.7	1.48	0.7	3.01	1.2

**Рис. 10.** Первые брэгговские пики измеренных угловых зависимостей коэффициента отражения до и после отжига. Измерения выполнены на длине волны $\lambda = 0.154 \text{ nm}$.

общей толщиной 403 nm. Внутреннее напряжение в данном зеркале оказалось сравнимо с напряжениями в исследуемых зеркалах.

Для исследования термической стабильности при температурах 100, 200 и 300°C был выбран образец № 8 (табл. 2) с периодом $d = 2.25 \text{ nm}$. Отжиг при каждой температуре проходил в течение 1 h, полная временная зависимость температуры образца от времени при отжиге показана на рис. 3. До и после отжига измерялись угловые зависимости коэффициента отражения на длине волны 0.154 nm. На рис. 10 приведены первые брэгговские пики угловой зависимости коэффициента отражения до и после отжига.

Как видно из рис. 10, при отжиге меняется высота и положение брэгговского пика: уменьшаются коэффициент отражения и период МЗ соответственно. Также для всех образцов из табл. 2 проведен отжиг при температуре 300°C в течение 1 h. Для всех образцов также изме-

рялись кривые отражения до и после отжига, после чего с помощью „Multifitting“ восстанавливались параметры зеркал. Период и рентгенооптические характеристики исследованных структур до и после отжига приведены в табл. 4. Для наглядности зависимости коэффициента отражения и спектральной селективности от периода приведены на рис. 11.

Коэффициент отражения после отжига при 300°C с уменьшением периода спадает еще быстрее (рис. 11, a). Спектральная селективность после отжига становится немного лучше, но, как видно по рис. 11, b, не на всем исследуемом диапазоне периодов: наблюдается ее резкое ухудшение, начиная с периода $d = 1.99 \text{ nm}$.

Заключение

Мы изучили внутреннюю структуру и термическую стойкость короткопериодных Mo/Be МЗ с периодами от 3.65 до 1.29 nm. Всего в работе было использовано 17 образцов. В исследовании по уменьшению периода МЗ использовалось 9 образцов. Такая сравнительно длинная серия была выбрана для того, чтобы увидеть внутрискруктурные тенденции, связанные с экстремальным уменьшением толщины основных слоев. Структуры со сверхмалыми периодами могут быть очень полезны для применения фокусирующих и коллимирующих рентгенооптических элементов, но при этом они не должны приводить к загрязнению рабочего пучка рассеянным излучением.

В результате мы можем сделать следующие выводы. В диапазоне толщин периодов 3.65–1.29 nm ширина переходной области в Mo/Be-зеркала сильно зависит от толщины периода и, начиная с величины периода 1.64 nm, наблюдается ее резкое увеличение на 2 Å. Еще раз отметим, что этот результат является наблюдаемым трендом и существенно базируется на наблюдении большого (девять) количества образцов с постепенно изменяющимся периодом. Выделение шероховатости позво-

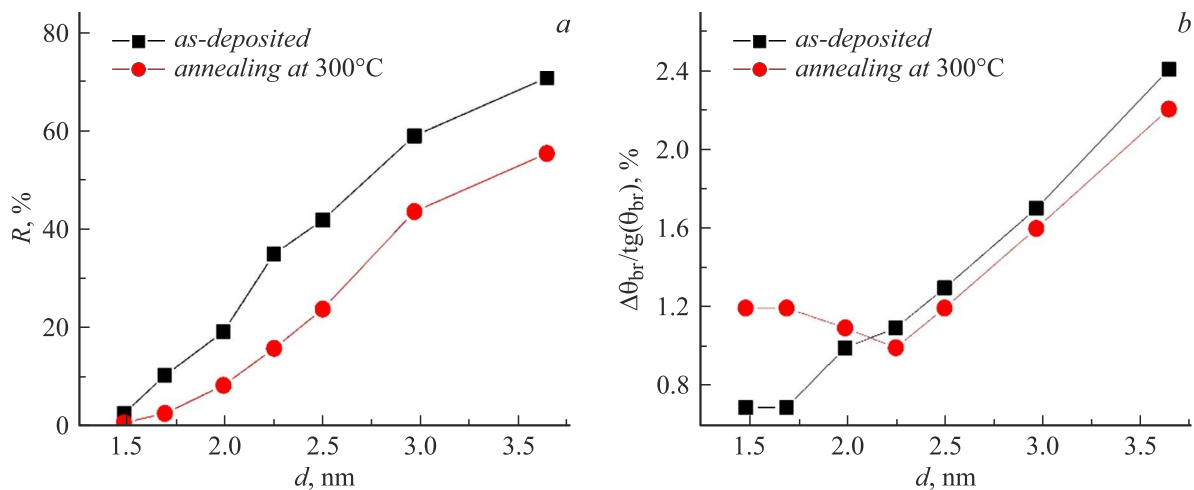


Рис. 11. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения (а) и спектральной селективности (b) от периода МЗ до и после отжига при 300°C в течение 1 h. Измерения выполнены на длине волны $\lambda = 0.154$ nm.

ляет оценить взаимопроникновение материалов слоев и обусловленное этим падение оптического контраста, наиболее резкое при толщине периода < 2 nm.

С точки зрения рентгенооптических приложений, важным результатом исследования стало определение численных значений напряжений и протяженности переходного слоя в МЗ Мо/Ве. Определенные ширины переходных слоев позволяют предсказать рентгенооптические характеристики МЗ в широком диапазоне периодов и длин волн. Полученные значения напряжений находятся на уровне 0.1–0.45 GPa. Однако структура МЗ Мо/Ве начинает деградировать при отжиге, по крайней мере, начиная с температуры 100°C, что приводит к ухудшению рентгенооптических характеристик зеркала. Уменьшение коэффициента отражения при дальнейшем повышении температуры отжига, вплоть до 300°C, имеет критический характер.

Финансирование работы

Синтез и рентгеновские измерения характеристик многослойных структур выполнены при поддержке гранта РФФ 21-72-30029, отжиг и измерения внутренних напряжений выполнены в рамках Государственного задания FFUF-2024-0022.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.C. Pradhan, A. Majhi, M. Nayak. *J. Appl. Phys.*, **123**, 095302 (2018). DOI: 10.1063/1.5018266
- [2] M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, A.A. Fraerman, A.E. Pestov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, Y.A. Vainer. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **543**, 333 (2005). DOI: 10.1016/j.nima.2005.01.251
- [3] Yu.A. Vainer, A.E. Pestov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, A.A. Fraerman, V.V. Chernov, N.I. Chkhalo. *J. Exp. Theor. Phys.*, **103** (3), 346 (2006). DOI: 10.1134/S1063776106090020
- [4] S.V. Rashchenko, M.A. Skamarokha, G.N. Baranov, Y.V. Zubavichus, I.V. Rakshun. *AIP Conf. Proc.*, **2299**, 060001 (2020). DOI: 10.1063/5.0030346
- [5] S. Roling, B. Siemer, F. Wahlert, M. Wöstmann, H. Zacharias, L. Samoylova, H. Sinn, S. Braun, P. Gawlitza, E. Schneidmiller, M. Yurkov, F. Siewert, E. Ziegler, O. Chubar. *Proc. FEL-2013, WEPSO56*, 627 (2013).
- [6] P.A. Шапошников, С.А. Гарахин, К.В. Дуров, В.Н. Полковников, Н.И. Чхало. *ЖТФ*, **93** (7), 931 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55748.77-23 [R.A. Shaposhnikov, S.A. Garakhin, K.V. Durov, V.N. Polkovnikov, N.I. Chkhalo. *Tech. Phys.*, **68** (7), 866 (2023). DOI: 10.61011/TP.2023.07.56629.77-23]
- [7] R. Shaposhnikov, V. Polkovnikov, S. Garakhin, Y. Vainer, N. Chkhalo, R. Smertin, K. Durov, E. Glushkov, S. Yakunin, M. Borisov. *J. Synchrotron Radiat.*, **31** (2), 286 (2024). DOI: 10.1107/S1600577524000419
- [8] M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechai, D.E. Pariev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, D.A. Tatarskiy, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, Y.A. Vainer, M.V. Zorina. *Opt. Express*, **26** (26), 33718 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.033718
- [9] P.M. Смертин, С.А. Гарахин, С.Ю. Зуев, А.Н. Нечай, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашченко, М.В. Свечников, М.Г. Сертсу, А. Солов, Н.И. Чхало, F. Schäfers, П.А. Юнин. *ЖТФ*, **89** (11), 1783 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.11.48345.136-19 [R.M. Smertin, S.A. Garakhin, S.Yu. Zuev, A.N. Nechai, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, M.G. Sertsu, A. Sokolov, N.I. Chkhalo, F. Schäfers, P.A. Yunin. *Tech. Phys.*, **64** (11), 1692 (2019). DOI: 10.1134/S1063784219110252]
- [10] M. Svechnikov. *J. Appl. Crystallogr.*, **53** (1), 244 (2020). DOI: 10.1107/S160057671901584X

- [11] M.S. Bibishkin, D.P. Chekhonadskih, N.I. Chkhalo, E.B. Kluyenkov, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, L.A. Shmaenok, I.G. Zabrodin, S.Y. Zuev. Proc. SPIE, **5401**, 8 (2004). DOI: 10.1117/12.556949
- [12] R.M. Smertin, N.I. Chkhalo, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, R.A. Shaposhnikov, S.Y. Zuev. Thin Solid Films, **782**, 140044 (2023). DOI: 10.1016/j.tsf.2023.140044
- [13] G.G. Stoney. Proc. R. Soc. Lond. A., **82**, 172 (1909). DOI: 10.1098/rspa.1909.0021
- [14] R. Pleshkov, N. Chkhalo, V. Polkovnikov, M. Svechnikov, M. Zorina. J. Appl. Crystallogr., **54**(6), 1747 (2021). DOI: 10.1107/S160057672101027X
- [15] P.B. Mirkarimi. Opt. Eng., **38**(7), 1246 (1999). DOI: 10.1117/1.602170