

Перспективные длины волн для проекционной литографии с использованием синхротронного излучения

© Н.И. Чхало, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Р.А. Шапошников

Институт физики микроструктур РАН,
607680 Нижний Новгород, Россия
e-mail: chkhalo@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 26 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 26 апреля 2022 г.

Принято к публикации 26 апреля 2022 г.

Обсуждены перспективные длины волн для литографии следующего поколения на базе синхротронного источника рентгеновского излучения. Приведены теоретические и экспериментальные значения коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал, обеспечивающих максимальную отражательную способность в диапазоне 11.4–3.1 нм. Проведено сравнение теоретической эффективности многослойной оптики для различных длин волн.

Ключевые слова: рентгеновская литография, многослойная рентгеновская оптика, многослойные рентгеновские зеркала.

DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52785.102-22

Введение

Успехи, достигнутые к настоящему времени экстремальной ультрафиолетовой (ЭУФ) литографией с рабочей длиной волны 13.5 нм, позволяют достичь разрешения 13 нм [1]. Это означает, что в единичном процессе засветки/проявления без использования многократного экспонирования минимальный период созданных структур в резисте составляет от 26 нм и более. Продвижение в сторону повышения разрешающей способности проекционной схемы ЭУФ литографа требует увеличения числовой апертуры NA проекционного объектива. В настоящее время обсуждается проекционный объектив с $NA = 0.5$. Однако, как показано в [2], разработчики сталкиваются с серьезными технологическими проблемами, которые неоднократно сдвигали по времени сроки появления такого объектива. Помимо оптических проблем, возникли и фундаментальные. Проблема заключается в сильном экранировании отражательных элементов маски при увеличенных углах облучения. Для решения этой проблемы авторы в [2] предложили использовать объектив с различными увеличениями в разных направлениях.

Альтернативой увеличению числовой апертуры для повышения разрешающей способности литографа является снижение длины волны, пропорционально которому будет увеличиваться и разрешение. В работе [3] впервые предложено использовать для литографии следующего поколения длину волны в окрестности 6.7 нм. Эта длина волны была выбрана потому, что она, во-первых, сразу вдвое повышает разрешение, во-вторых, в этом диапазоне La/V многослойные зеркала теоретически имеют коэффициент отражения более 80%. Следует также отметить, что на тот момент времени La/B₄C много-

слойные рентгеновские зеркала (MPЗ) уже отражали около 40% [4].

Однако впоследствии, в силу недостаточно высоких экспериментальных коэффициентов отражения многослойных зеркал, около 60% [5,6], узкой, по сравнению с эмиссионной полосой источника, полосой пропускания многозеркальной системы, низкой конверсионной эффективности лазерно-плазменных источников на основе ионов Tb и Gd [7,8], а также несовпадения максимумов отражения MPЗ и эмиссионной полосы лазерно-плазменного источника, в [9] был сделан вывод о бесперспективности этой длины волны для литографии.

В целом одним из основных факторов, снижающих производительность перспективных схем литографических установок, является несовпадение максимумов отражения MPЗ и эмиссии плазменных источников. Фактически только ионы Sn и Li излучают в области, где наблюдается максимум коэффициента отражения Mo/Si многослойных зеркал.

Эта проблема автоматически снимается в случае применения синхротронных источников излучения, так как длина волны и спектральная ширина ондуляторного излучения могут перестраиваться в широких пределах. Поэтому при выборе рабочей длины волны литографа нужно ориентироваться только на максимумы коэффициентов отражения MPЗ и пространственное разрешение, которое можно получить на выбранной длине волны.

В настоящей работе сделан соответствующий анализ и проведено сравнение теоретической эффективности 11 зеркальных систем на разных длинах волн. Также приведены последние результаты по достигнутым экспериментальным значениям коэффициентов отражения MPЗ.

1. Обоснование выбора типа зеркальной оптики для литографии с использованием мягкого рентгеновского излучения

Особенностями взаимодействия ЭУФ и мягкого рентгеновского (МР) излучения с веществом являются его слабая поляризуемость, показатель преломления практически равен единице, и для всех веществ наблюдается поглощение. Согласно [10], показатель преломления можно записать в виде

$$n = 1 - \delta - i\gamma, \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} \delta \\ \gamma \end{pmatrix} = \frac{r_0}{2 \cdot \pi} \cdot \lambda^2 \cdot N \cdot \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где δ — дисперсионная добавка к показателю преломления, γ — мнимая часть, ответственная за поглощение, r_0 — классический радиус электрона, λ — длина волны, N — концентрация атомов в единице объема, f_1 и f_2 — действительная и мнимая части атомного фактора рассеяния. Значения атомных факторов рассеяния в диапазоне энергий фотонов 50–30 000 eV можно найти в [11], причем параметр γ довольно значителен. Длина прохождения излучения в веществе μ может быть выражена в виде

$$\mu = 4\pi\gamma/\lambda. \quad (3)$$

В диапазоне длин волн 3–13 nm μ составляет величину от долей до единиц микрометров. Поэтому в этом диапазоне длин волн оптика может быть только отражательного типа и должна использоваться в вакууме.

Поскольку показатель преломления чуть меньше единицы, наблюдается явление полного внутреннего отражения. В рентгеновской оптике его называют полным внешним. Угол полного внешнего отражения, или критический, определяется параметром δ :

$$\theta_c \approx \delta^{1/2} \quad (4)$$

и приближенно может быть записан в виде [12]:

$$\theta_c = \begin{cases} (1 - 2)\lambda, & 1.5 \text{ nm} \leq \lambda \leq 20 \text{ nm}, \\ (1 - 3)\lambda, & \lambda \leq 1.5 \text{ nm}, \end{cases} \quad (5)$$

где θ_c выражен в градусах, а λ — в нанометрах. Например, для $\lambda = 6 \text{ nm}$ и для зеркала из родия критический угол составит около 6° или $\sim 0.1 \text{ rad}$. Иными словами, в МР диапазоне скользящий угол полного внешнего отражения не превышает нескольких градусов.

С другой стороны, из критерия Рэлея известно, что дифракционно-ограниченное пространственное разрешение связано с длиной волны и числовой апертурой строящего изображения зеркала NA соотношением

$$\delta x = k \cdot (\lambda/NA), \quad (6)$$

где для неполяризованного излучения $k = 0.61$. Для случая оптики скользящего падения выражение (6) может быть переписано в виде

$$\delta x \approx 0.61 \cdot (\lambda/\theta_c). \quad (7)$$

Подставив в (7) значение критического угла, можно показать, что для оптики скользящего падения предельное разрешение составит около 10 длин волн. Например, для длины волны 6 nm разрешение составит 60 nm. Таким образом, очевидно, что даже несмотря на более короткую, чем в ЭУФ литографии, длину волны, оптика скользящего падения не может быть использована для проекционных объективов литографических систем. Поэтому и в этом диапазоне надо применять многослойную рентгеновскую оптику.

2. Расчет отражательных характеристик МРЗ и сравнение эффективности различных систем

Многослойные рентгеновские зеркала представляют собой систему периодически расположенных пар слоев различных материалов, из которых один — слабопоглощающий (антирассеивающий), второй — сильнопоглощающий (рассеивающий). Число периодов в МРЗ изменяется от десятков до нескольких сотен. Принцип работы МРЗ основан на интерференции волн, отраженных от разных границ. При выполнении условия Брэгга

$$2d \cdot \sin \theta_{\text{Br}} = m \cdot \lambda, \quad (8)$$

где d — период, θ_{Br} — угол Брэгга, отсчитываемый от поверхности, m — порядок отражения и λ — длина волны, волны интерферируют конструктивно. Это приводит к тому, что, несмотря на низкие в доли процентов коэффициенты отражения от отдельных границ, общий коэффициент отражения достигает десятков процентов.

Основным принципам и поиску оптимальных пар материалов для достижения максимально возможных коэффициентов отражения многослойных зеркал на конкретных длинах волн посвящено большое число работ [13,14]. Мы не будем подробно останавливаться на этой проблеме, резюмируем лишь тот факт, что все свелось к тому, что в качестве слабопоглощающего (антирассеивающего) материала выгодно использовать материал, у которого K -, L -, а иногда и M -край поглощения находятся максимально близко и чуть короче по длине волны, чем рабочая. Если есть несколько кандидатов, то лучше выбрать наиболее легкий материал.

Выбор сильнопоглощающего (рассеивающего) материала не столь очевиден. Первоначально считалось, что это должен быть как можно более тяжелый материал, чаще вольфрам, так как он обеспечивает максимальный оптический контраст и соответственно коэффициент отражения на границе многослойного зеркала. Однако

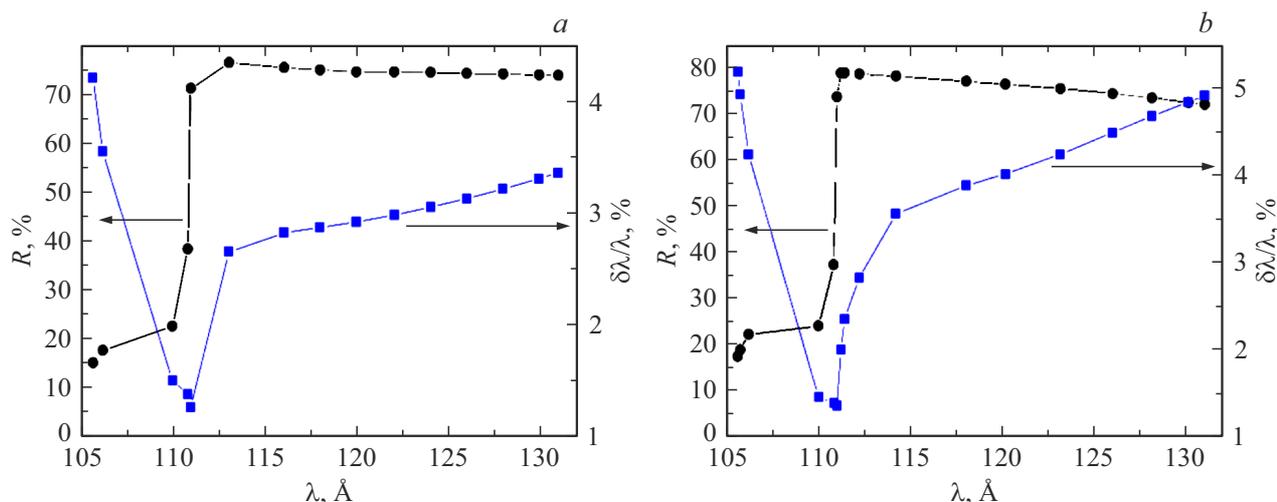


Рис. 1. Расчетные графики зависимости коэффициента отражения (круглые символы) и спектрального разрешения (квадратные символы) от многослойных систем Mo/Be (a) и Ru/Be (b) в диапазоне длин волн 10.7–13.1 nm.

быстро стало понятно, что, помимо высокого оптического контраста, этот материал должен обладать и минимальным поглощением. В частности, в диапазоне 4.3–6.6 nm на смену W/C МРЗ пришли системы на основе переходных металлов: Ni/C, Co/C и Cr/C.

Так как в литературе диапазон длин волн 3–13 nm (ограничение по длине волны будет обсуждаться ниже) уже хорошо изучен, наиболее перспективные материалы были известны, что позволило нам ограничиться несколькими парами материалов.

Поскольку для построения рентгенооптической схемы важны не только пиковые значения коэффициентов отражения, но и спектральная полоса отражения, так как она формирует требование к спектральной полосе излучения ондулятора, рассчитывались пиковые значения коэффициента отражения и спектральная полоса пропускания (на половине высоты) МРЗ. Максимальные коэффициенты отражения многослойных рентгеновских зеркал проанализированы в широком диапазоне длин волн 3–13 nm. В расчетах представлены лучшие, либо с альтернативой, МРЗ. В расчете не учитываются дефекты многослойного зеркала, такие, как межслоевая шероховатость и отличие плотностей материалов пленок от табличных значений.

Для диапазона длин волн 11.1–13.0 nm наиболее перспективными материалами являются Mo/Be и Ru/Be МРЗ. На рис. 1 представлены расчетные графики зависимости отражательной характеристики и спектрального разрешения от многослойных систем Mo/Be (рис. 1, a) и Ru/Be (рис. 1, b) в диапазоне длин волн 10.7–13.1 nm. Число периодов в многослойных системах $N = 100$. Отношение толщины сильнопоглощающего слоя к периоду $\chi = 0.35$. Здесь и далее слева шкала с коэффициентами отражения, выраженными в процентах, справа — спектральная селективность в процентах.

Как видно из рис. 1, большими коэффициентами отражения и шириной брэгговского пика обладает Ru/Be. Коэффициент отражения достигает максимального значения около 79% на длине волны 11.1 nm. Коэффициенты отражения резко падают при длинах волн короче 11 nm из-за K -края поглощения Be.

В диапазоне длин волн 8.0–10.8 nm наиболее перспективными являются системы Pd/Y и Sr/Rh. На рис. 2 представлены расчетные графики зависимости коэффициента отражения и спектрального разрешения от многослойных систем Pd/Y (рис. 2, a) и Sr/Rh (рис. 2, b) в диапазоне длин волн 7.9–10.9 nm. Число периодов в многослойных системах $N = 130$. Отношение толщины сильнопоглощающего слоя к периоду в системе Pd/Y $\chi = 0.43$, в системе Sr/Rh $\chi = 0.35$. Как видно из рисунка, система Sr/Rh превосходит по коэффициенту отражения систему Pd/Y практически во всем указанном диапазоне, а в окрестности длины волны 10.3 nm коэффициент отражения достигает величины 76%. Спектральная полоса пропускания также довольно широкая, 3%.

В диапазоне длин волн 6.6–8.0 nm наибольшим коэффициентом отражения обладает система La/B. На рис. 3 представлены расчетные графики зависимости коэффициента отражения и спектрального разрешения от многослойной системы La/B в диапазоне длин волн 6.4–8.31 nm. Число периодов многослойной системы $N = 200$, отношение толщины сильнопоглощающего слоя к периоду $\chi = 0.46$. Максимум коэффициента отражения достигается на длине волны 6.62 nm и составляет 84%. Резкий спад коэффициента отражения после 6 nm обусловлен K -краем поглощения бора.

В диапазоне длин волн 4.4–6.5 nm наибольшими коэффициентами отражения обладают системы на основе Co/C. На рис. 4 представлены расчетные графики зависимости коэффициента отражения и спектрального

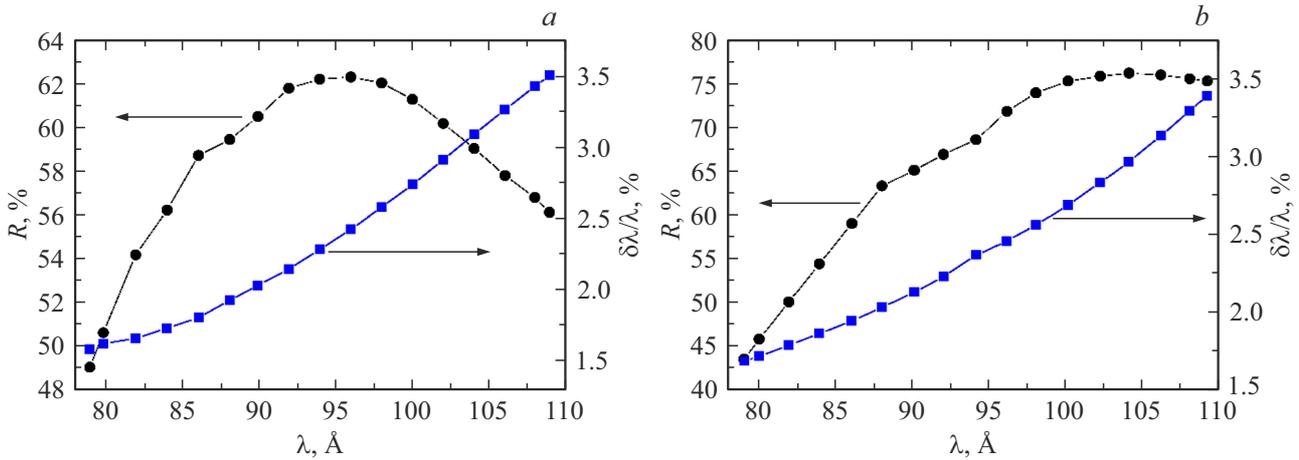


Рис. 2. Расчетные графики зависимости коэффициента отражения (круглые символы) и спектрального разрешения (квадратные символы) от многослойных систем Pd/Y (a) и Sr/Rh (b) в диапазоне длин волн 7.9–10.9 nm.

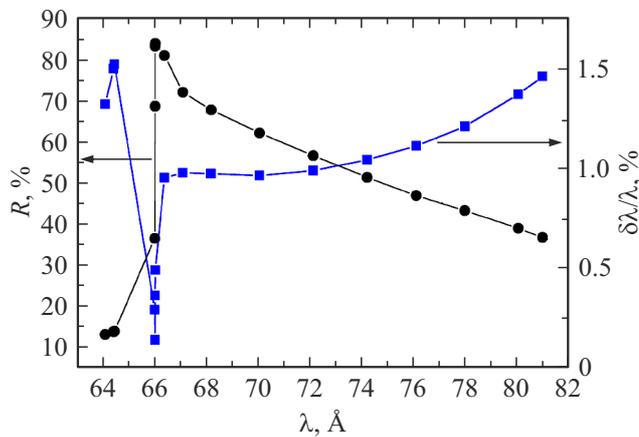


Рис. 3. Расчетные графики зависимости коэффициента отражения (круглые символы) и спектрального разрешения (квадратные символы) от многослойной системы La/B в диапазоне длин волн 6.4–8.1 nm.

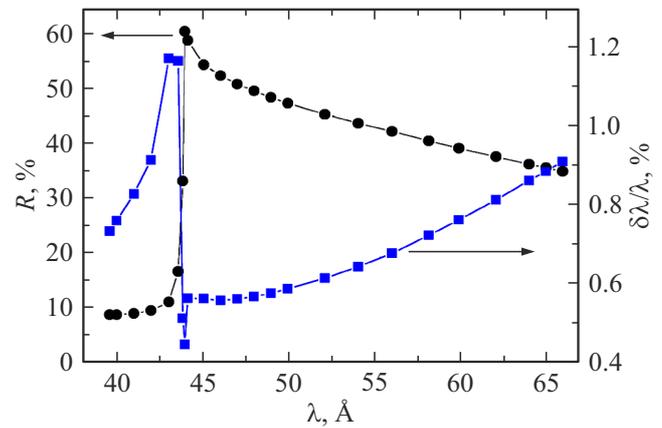


Рис. 4. Расчетные графики зависимости коэффициента отражения (круглые символы) и спектрального разрешения (квадратные символы) от многослойной системы Co/C в диапазоне длин волн 3.8–6.6 nm.

разрешения от многослойной системы Co/C в диапазоне длин волн 3.8–6.6 nm. Число периодов многослойной системы $N = 300$, отношение толщины сильнопоглощающего слоя к периоду $\chi = 0.28$. Как и в предыдущем случае, наблюдается спад коэффициента отражения при отходе от K -края поглощения слабопоглощающего материала, в данном случае углерода. Максимум коэффициента отражения наблюдается на длине волны 4.4 nm и составляет 60%.

На рис. 5 представлены расчетные графики зависимости коэффициента отражения и спектрального разрешения от многослойной системы Cr/Sc в диапазоне длин волн 2.8–4.1 nm. Число периодов многослойной системы $N = 400$, отношение толщины сильнопоглощающего слоя к периоду $\chi = 0.41$.

В таблице приведены наименование структуры, длина волны в нанометрах, соответствующая максимуму

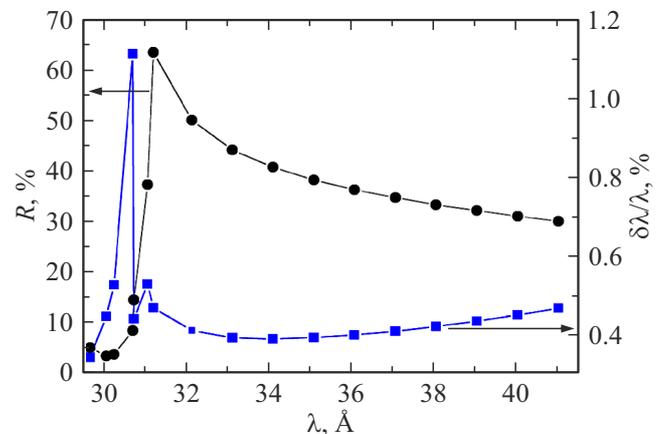


Рис. 5. Расчетные графики зависимости коэффициента отражения (круглые символы) и спектрального разрешения (квадратные символы) от многослойной системы Cr/Sc в диапазоне длин волн 2.8–4.1 nm.

Рентгенооптические характеристики наиболее перспективных длин волн и материалов для литографии следующего поколения

MPЗ	λ , nm	R , %	$\Delta\lambda$, nm	R^{11} , %	$\Delta\lambda^{11}$, nm
Mo/Be	11.31	76.14	0.29	4.99	0.1210
Ru/Be	11.43	78.66	0.27	7.13	0.2040
Pd/Y	9.60	62.28	0.23	0.55	0.1070
Sr/Rh	10.40	76.16	0.31	5.00	0.1501
La/B	6.60	83.92	0.03	14.54	0.0212
Co/C	4.40	60.48	0.02	0.40	0.0065
Cr/Sc	3.12	63.21	0.01	0.64	0.0060

отражения, коэффициент отражения и спектральная селективность MPЗ, а также коэффициенты отражения 11 зеркальных рентгенооптических систем, выраженные в процентах. Как видно из таблицы, теоретически максимальная эффективность (отражательная способность) наблюдается для оптики La/B на длины волны 6.6 nm. На втором месте стоит оптика на основе бериллия. В последнем столбце приведены спектральные полосы пропускания 11 зеркальных систем. Этот столбец указывает на оптимальную эмиссионную полосу ондулятора для выбранной длины волны. Если полоса пропускания уже, чем полоса ондулятора, то это означает, соответственно, уменьшение эффективности такой системы.

3. Экспериментальные коэффициенты отражения

Несмотря на достаточно высокие теоретические коэффициенты отражения многослойных зеркал в рассмотренном диапазоне длин волн, полученные на данный момент коэффициенты отражения зачастую уступают им. Наибольший отрицательный эффект на коэффициенты отражения оказывает межслоевая шероховатость. Например, на длине волны 3.12 nm теоретический коэффициент отражения Cr/Sc MPЗ составляет 63%, при этом на практике рекордный коэффициент отражения составляет только 21–23% [15,16] и, в силу того, что уже достигнутый уровень шероховатости находится на атомарном уровне и составляет около 0.3 nm, кардинальных улучшений ждать не приходится.

Еще хуже реальная ситуация в области 4–6 nm. При теоретических коэффициентах отражения Co/C MPЗ около 60%, на практике получено около 17% [17]. В этих зеркалах межслоевая шероховатость составляет около 0.4 nm. Даже если удастся снизить шероховатость до рекордных 0.3 nm, то это приведет к увеличению коэффициента отражения до величины менее 30%.

Гораздо лучше ситуация на длине волны 6.6 nm. На зеркалах La/B₄C и La/B с антидиффузными прослойками получены коэффициенты отражения 59–64% [5,6]. Так как межслоевая шероховатость в этих структурах находится на уровне 0.4–0.6 nm, прослеживаются

перспективы дальнейшего увеличения коэффициентов отражения.

На длине волны 9 nm теоретически коэффициент отражения превышает 60%, однако на практике рекордный коэффициент отражения составил 43% на паре Pd/Y и за достаточно короткое время деградировал до 34% [18]. Большой коэффициент отражения, 56% (в окрестности 11 nm), был получен на структуре Ru/Y/B₄C в [19].

В окрестности 11 nm за краем поглощения Be теоретически наибольшим коэффициентом отражения обладает структура Rh/Sr, однако экспериментально на близкой системе Mo/Sr коэффициент отражения был около 45% и деградировал практически до нуля в течение нескольких дней [20]. Поэтому для данной области рекордным был коэффициент отражения на уровне 56%, полученный на системе Ru/Y/B₄C.

В недавней работе [21] впервые сообщалось о структуре Ru/Sr/B₄C. На длине волны 10.3 nm был получен коэффициент отражения 61%. Подтверждена стабильность коэффициента отражения в течение трех месяцев наблюдения. С учетом того что это первый результат, а оптимизация толщин слоев не проводилась, можно ожидать более высоких коэффициентов отражения.

Перед краем поглощения Be на длине волны 11.2 nm рекордными коэффициентами отражения 70.1–70.3% обладают многослойные зеркала Mo/Be [22,23]. В настоящее время начато исследование Ru/Be MPЗ, которые теоретически обладают большими коэффициентами отражения.

Заключение

В работе проведен анализ возможностей многослойной рентгеновской оптики с точки зрения обеспечения высоких коэффициентов отражения в диапазоне длин волн 3.1–11.4 nm. Рассмотрены как теоретические, так и экспериментальные значения коэффициентов отражения. С коротковолновой стороны диапазон длин волн ограничен длиной волны 3.1 nm, что связано с полным отсутствием перспектив получения коэффициентов отражения MPЗ нормального падения больше 20% при длинах волн короче 3.1 nm.

Теоретически все рассмотренные типы MPЗ обладают достаточно высокой эффективностью отражения — от 60 до 80%. Как видно из таблицы, наибольшей эффективностью обладают MPЗ La/B, длина волны 6.6 nm. За ними следуют Ru/Be MPЗ, $\lambda = 11.2$ nm. На наш взгляд, перспективным для литографии обладает диапазон 9–10.3 nm, где на структуре Ru/Sr/B₄C экспериментально получены коэффициенты отражения больше 60%. Имеются явные перспективы увеличения коэффициента отражения.

Длины волн короче 6.6 nm, на наш взгляд, не представляют реального интереса для литографических применений по двум основным причинам. Во-первых, нет

перспектив достижения высоких, даже выше 30%, коэффициентов отражения. Во-вторых, спектральная полоса отражения 11-зеркальной системы очень узка, существенно уже эмиссионной полосы ондулятора, что дополнительно понижает эффективность таких систем.

Проведенное исследование также позволило сформулировать требования к ширине эмиссионной полосы ондулятора для каждой из рассмотренных длин волн.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования, соглашение № 075-15-2021-1350 от 5 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0004).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] [Электронный ресурс] Режим доступа: <https://www.asml.com/en/products/euv-lithography-systems/twincan-nxe3400b>
- [2] A. Pirati, J. van Schoot, K. Troost, R. van Ballegoij, P. Krabbendam, J. Stoeldraijer, E. Loopstra, J. Benschop, J. Finders, H. Meiling, E. van Setten, N. Mika, J. Dredonx, U. Stamm, B. Kneer, B. Thuring, W. Kaiser, T. Heil, S. Migura. Proc. SPIE, **10143**, 101430G (2017). DOI: 10.1117/12.2261079
- [3] Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало. Вестник РАН, **78** (5), 450 (2008).
- [4] S.S. Andreev, M.M. Barysheva, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, L.A. Shmaenok, Yu.A. Vainer, S.Yu. Zuev. Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A, **603** (1–2), 80 (2009). DOI: 10.1016/j.nima.2008.12.165
- [5] N.I. Chkhalo, S. Kunstner, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, S.D. Starikov. Appl. Phys. Lett., **102**, 011602 (2013). DOI: 10.1063/1.4774298
- [6] D.S. Kuznetsov, A.E. Yakshin, J.M. Sturm, R.W.E. van de Kruijs, E. Louis, F. Bijkerk. Opt. Lett., **40** (16), 3776 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.003778
- [7] S.S. Churilov, R.R. Kildiyarova, A.N. Ryabtsev, S.V. Sadovsky. Phys. Scr., **80** (4), 045303 (2009). DOI: 10.1088/0031-8949/80/04/045303
- [8] T. Otsuka, D. Kilbane, J. White, T. Higashiguchi, N. Yugami, T. Yatagai, W. Jiang, A. Endo, P. Dunne, G. O'Sullivan. Appl. Phys. Lett., **97**, 111503 (2010). DOI: 10.1063/1.3490704
- [9] N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko. AIP Adv., **3** (8), 082130 (2013). DOI: 10.1063/1.4820354
- [10] B.L. Henke, P. Lee, T.J. Tanaka, R.L. Shimabukuro, B.K. Fujikawa. Atom. Nucl. Data Table, **27** (1982). DOI: 10.1016/0092-640X(82)90002-X
- [11] B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis. Atom. Data and Nuclear Data Tables, **54** (2), 181–342 (1993). DOI: 10.1006/ADND.1993.1013
- [12] А.В. Виноградов, И.А. Брытгов, Ф.Я. Грудский, М.Т. Коган, И.В. Кожевников, В.А. Слемзин. *Зеркальная рентгеновская оптика*, под общей ред. А.В. Виноградова (Машиностроение. Ленинградское отд., Л., 1989)
- [13] A.V. Vinogradov, B.Ya. Zeldovich. Appl. Opt., **16** (1), 89 (1977). DOI: 10.1364/AO.16.000089
- [14] В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало. УФН, **190**, 92 (2020). DOI: 10.3367/UFNr.2019.05.038623
- [15] C. Burcklen, S. de Rossi, E. Meltchakov, D. Dennetière, B. Capitanio, F. Polack, F. Delmotte. Opt. Lett., **42** (10), 1927 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.001927
- [16] В.Н. Полковников, С.А. Гарахин, Д.С. Кващенко, И.В. Малышев, Н.Н. Салашенко, М.В. Свечников, Р.М. Смертин, Н.И. Чхало. ЖТФ, **90** (11), 1893–1897 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.11.49980.143-20
- [17] I.A. Artyukov, Y. Bugayev, O.Yu. Devizenko, R.M. Feschenko, Y.S. Kasyanov, V.V. Kondratenko, S.A. Romanova, S.V. Saveliev, F. Schäfers, T. Feigl, Y.A. Uspenski, A.V. Vinogradov. Proc. SPIE, **5919**, 59190E (2005). DOI: 10.1117/12.620037
- [18] D.L. Windt, E.M. Gullikson. Appl. Opt., **54** (18), 5850 (2015). DOI: 10.1364/AO.54.005850
- [19] V.N. Polkovnikov, R.A. Shaposhnikov, N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko, N.A. Djuzhev, F.A. Pudonin, G.D. Demin. Bull. Lebedev Phys. Institute, **48** (12), 406 (2021). DOI: 10.3103/S1068335621120101
- [20] B. Sae-Lao, C. Montcalm. Opt. Lett., **26** (7), 468 (2001). DOI: 10.1364/OL.26.000468
- [21] В.Н. Полковников, Р.А. Шапошников, С.Ю. Зуев, М.В. Свечников, М.Г. Сертсу, А. Соколов, Ф. Шаферс, Н.И. Чхало. Матер. XXVI Междунар. симпозиума „Нанопфизика и наноплектроника“, **1**, 585 (2022).
- [22] C. Montcalm, S. Bajt, P. Mirkarimi, E. Spiller, F. Weber, J. Folta. SPIE, **3331**, 42 (1998). DOI: 10.1117/12.309600
- [23] M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechay, D.E. Pariev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, D.A. Tatarskiy, N.N. Salashchenko, Y.A. Vainer, M.V. Zorina, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov. Opt. Express, **26** (26), 33718 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.033718