

06;07;11;12

Многослойные рентгеновские зеркала на основе La/V₄C и La/V₉C

© С.С. Андреев, М.М. Барышева, Н.И. Чхало, С.А. Гусев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салащенко, Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев

Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: maria@ipm.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 23 сентября 2009 г.)

Изготовлены и исследованы многослойные рентгеновские зеркала на основе La/V₄C и La/V₉C, предназначенные для отражения излучения в спектральной области $\lambda = 6.7$ nm. Для различных периодов зеркал продемонстрированы коэффициенты отражения на уровне 40–60%. На основе модели структуры с несимметричным профилем диэлектрической проницаемости в периоде зеркала объяснен „эффект“ различия значений межслоевой шероховатости, восстанавливаемой по данным измерений в жестком и мягком рентгеновском диапазонах длин волн. Разработана экспресс-методика оценки профиля диэлектрической проницаемости в периоде многослойной структуры по данным рефлектометрических измерений. Экспериментально изучено влияние антидиффузионных барьеров Sn, Cr и Mo на коэффициент отражения La/V₄C многослойных структур.

Введение

Многослойные зеркала для спектральной области аномальной дисперсии бора ($\lambda \approx 6.7$ nm) представляют значительный интерес в связи с развитием рентгеновских методов анализа содержания бора в легированных полупроводниках, диагностики плазмы, астрономии и нанолитографии. Расчеты показывают, что для спектральной области $\lambda \approx 6.7$ nm на основе пары материалов La/V, в принципе, могут быть изготовлены многослойные структуры (МСС) нормального падения с пиковыми коэффициентами отражения около 80%, что значительно превышает теоретический предел ($\sim 50\%$) для традиционно используемых в этом диапазоне МСС на основе Mo/V₄C [1–6]. Однако при использовании технологии магнетронного распыления нанесение слоев чистого бора затруднено, поэтому на практике обычно бор заменяют различными карбидами бора, наиболее часто из которых применяют V₄C. Так, для зеркал La/V₄C с периодом 8.5 nm и числом периодов $N = 40$ характерное значение коэффициента отражения составляет $R = 53\%$ для s -поляризованного излучения на линии бора $B(K_\alpha)$ [1–5], что соответствует для случая неполяризованного излучения $R \approx 45\%$. Для МСС с периодом $d \approx 3.4$ nm были получены коэффициенты отражения $R = 43\%$ на $\lambda = 6.66$ nm, $R = 39$ — на $\lambda = 6.76$ и $R = 18$ — на $\lambda = 6.59$ [6]. Изучение МСС La/V₄C с параметрами $d = 10$ nm, $N = 50$ методами электронной микроскопии показало аморфность слоев лантана и карбида бора. На основании приведенной фотографии скола МСС делается заключение о широкой переходной области, образующейся при осаждении карбида бора на лантан [2].

Таким образом, к настоящему моменту коэффициенты отражения МСС La/V₄C при нормальном падении су-

щественно уступают расчетным значениям. Настоящая работа посвящена изучению причин отмеченного расхождения. В работе сообщается о результатах исследования МСС на основе пар материалов La/V₄C(V₉C) с периодами порядка 3.5 и 7 nm как бинарных, так и содержащих барьерные антидиффузионные слои.

Изготовление и исследование МСС

Многослойные структуры наносились методом магнетронного напыления на суперполированные пластины кремния со среднеквадратичной высотой микронеровностей ~ 0.3 nm. В различных экспериментах мишени могли расплываться или в режиме постоянного тока (DC), или в высокочастотном режиме (RF) в среде аргона при давлении $p = 8 \cdot 10^{-4}$ Torr, давление остаточных газов не превышало 10^{-6} Torr.

С целью определения периода МСС, соотношения толщины слоев материалов и оценки высоты межслоевых неровностей границ раздела проводились измерения угловых зависимостей отражения МСС методом малоугловой рентгеновской дифракции на рентгеновских дифрактометрах ДРОН-3М и Phillips X'Pert PRO. Измерения в мягком рентгеновском диапазоне проводились с использованием стенда, созданного на основе спектрометра-монокроматора РСМ-500 [7,8] на линии бора K_α . Отметим, что для получения линии $B K_\alpha$ в качестве материала анода рентгеновской трубки применялось соединение V₄C, поэтому из-за химического взаимодействия максимум линии излучения бора оказывается несколько смещен от табличного значения $\lambda_B(K_\alpha) = 6.76$ nm к величине $\lambda_B = 6.69$ nm. Внутренняя структура зеркал La/V₄C дополнительно изучалась с привлечением метода электронной микроскопии.

Результаты исследований и обсуждение

Измерения на длине волны 6.69 nm

Характерные параметры отражения МСС, предназначенных для работы вблизи нормали на длине волны 6.69 nm, приведены в табл. 1, а также на рис. 1, а.

Структуры, идентификационные номера которых начинаются с А (как А2420) или LVP (LVP27) изготовлены на двухмагнетронной установке, а с PM (например, PM830) — на четырехмагнетронной. Значения R_{id} соответствуют расчетной величине пикового коэффициента отражения МСС с нулевыми межслоевыми неровностями при табличных плотностях материалов.

Полученные результаты показывают, что увеличение содержания бора в слоях карбида бора путем замены B_4C на B_9C не оказывает существенного влияния на отражательные характеристики зеркал, а коэффициенты отражения реальных структур при нормальных углах падения оказываются на 20–30% ниже теоретических значений. Причиной столь сильного отличия значений коэффициентов отражения МСС от теоретически предсказанных могут быть неверные оптические константы материалов, отклонение значений плотности пленок от табличных, влияние переходных областей. Для подтверждения достоверности применяемых в расчетах оптических констант материалов в области $\lambda = 6.7$ nm была проведена серия экспериментов с зеркалами, имеющими период $d \approx 7$ nm. Значения пиковых коэффициентов

Таблица 1. Отражательная способность МСС La/B₄C и Ce/B₄C ($d \approx 3.4$ nm) на длине волны $\lambda = 6.69$ nm, расчетное значение R_{id} соответствует $\beta = 0.5$

МСС	Идентификатор	$\theta_{max}, ^\circ$	$\lambda/\Delta\lambda$	$R_{max}, \%$	$R_{id}, \%$
La/B ₄ C	PM680	74.35	126	44	65
	A2397	80.61	115.5	33	65
	A2408	78.70	122	38	65
	A2413	79.66	116	37	65
	A2418	77.91	111.5	37	65
	A2419	80.45	120	40	65
La/B ₉ C	A2428	72.08	107	38	66
Ce/B ₄ C	LVP27	80.60	108	33	57
	LVP31	82.88	109	36	57
	LVP32	77.71	110	35	57

Таблица 2. Отражательная способность La/B₄C, Ce/B₄C и La/B₉C ($d \approx 7$ nm), измеренная на длине волны $\lambda = 6.69$ nm, расчетное значение R_{id} соответствует $\beta = 0.5$

МСС	Идентификатор	θ_{max}, deg	$\lambda/\Delta\lambda$	$R_{max}, \%$	$R_{id}, \%$
La/B ₄ C	A2420	28.95	34	56	60
Ce/B ₄ C	LVP33	28.82	32	47	49
La/B ₉ C	A2427	27.06	29	59	64

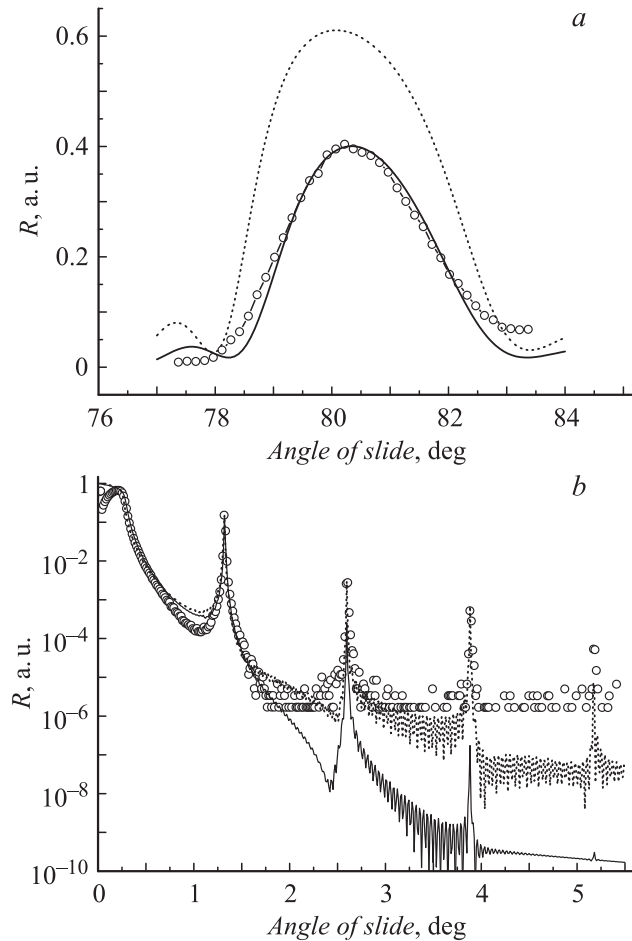


Рис. 1. Отражательные характеристики многослойной структуры A2419 (La/B₄C, $N = 150$) на длинах волн λ , nm: а — 6.69, б — 0.154. Расчетные кривые приведены для параметров: сплошные — $d = 3.42$ nm, $\beta = 0.4$, $\sigma = 0.55$ nm; пунктир — $d = 3.42$ nm, $\beta = 0.43$, $\sigma = 0.3$ nm, $\rho_{La} = 5.0$ g/cm³.

отражения и величин спектральной селективности приведены в табл. 2.

Для таких МСС коэффициенты отражения относительно слабо зависят от ширины межслоевых областей и характерных, на уровне 0.2–0.5%, флуктуаций периода. Кроме того, при большой толщине пленок значения их плотности стремятся к табличным, соответственно основным фактором, определяющим отражение в мягком рентгеновском диапазоне, являются рентгенооптические константы материалов МСС.

Можно видеть, что измеренные коэффициенты отражения приближаются к теоретическому пределу для неполяризованного излучения. Этот результат подтверждает, что оптические константы, использованные в расчетах, адекватны. Если принять, что плотность веществ соответствует табличным значениям, примерные величины межслоевой шероховатости составят $\sigma \approx 0.45$ nm для La/B₄C, $\sigma \approx 0.4$ — для Ce/B₄C и $\sigma \approx 0.8$ — для La/B₉C. Таким образом, для La/B₉C, содержащего

Таблица 3. Зависимость коэффициента отражения зеркал La/B_4C на длине волны $\lambda = 6.69$ nm от толщины слоя La в периоде

$\beta = d_{La}/d$	0.4	0.455	0.5	0.52	0.56	0.61
$R, \%$	41	43.3	48.3	50.5	51.5	47.3
$\lambda/\Delta\lambda$	44	39	36	34	32	38

большее количество бора, качество МСС оказывается значительно худшим, что может быть связано с протеканием химических реакций между La и B , приводящих к образованию переходных областей на гетерограницах МСС.

Зависимость коэффициента отражения зеркал от соотношения толщины слоев материалов в периоде исследовалась для зеркал с периодом ~ 7 nm. Пиковые коэффициенты отражения и значения селективности приведены в табл. 3. С точки зрения максимизации коэффициента отражения R , оптимальная доля La в периоде составляет ~ 0.56 . При этом увеличение селективности для структуры с $\beta = 0.61$ может быть связано с меньшим периодом данной структуры.

Измерения на длине волны 0.154 nm

Для изучения внутреннего строения синтезированных МСС проводились исследования отражения структур на длине волны Cu (K_{α}) $\lambda = 0.154$ nm. При этом в зависимости от периода МСС в отражательной характеристике можно увидеть до 6–7 ($d \approx 7$ nm) дифракционных пиков, анализ которых позволяет получить информацию о структуре МСС. Соответствующий метод восстановления основных характеристик МСС по сопоставлению коэффициентов отражения в трех „кинематических“ ($R \ll 1$) пиках, был предложен в работе [9]. Применение указанной методики к МСС A2420 (La/B_4C , $d \approx 7$ nm) не позволило получить величины шероховатостей σ и доли тяжелого материала в периоде β , сколь угодно достоверно описывающие вид всей кривой отражения.

По этой причине нами была предпринята попытка непосредственной подгонки экспериментальных данных. Отметим, что измерения в жестком рентгеновском диапазоне производились с шагом 0.002 – 0.003° , в то время как на приведенных рис. 1, *b*, 2, *b*, 3, *b* точки проставлены в 5 раз реже для облегчения зрительного восприятия.

Для структуры A2420 (рис. 2) расчетная и измеренная кривые отражения совпадают достаточно хорошо при выборе параметров МСС на уровне $d = 7.123$ nm, $\beta = 0.48$, $\sigma = 0.6$ nm и плотности пленок $\rho_{La} = 5.5$, $\rho_{B_4C} = 1.8$ g/cm³ (табличные значения для массивных материалов составляют $\rho_{La}^T = 6.17$, $\rho_{B_4C}^T \approx 2.54$ g/cm³). В то же время для МСС A2419 (рис. 1) результаты подгонки оказываются несколько обескураживающими: можно видеть, что величина межслоевой шероховатости

$\sigma = 0.55$ nm, полученная подгонкой данных измерений на длине волны $\lambda = 6.69$ nm, почти вдвое превышает значение $\sigma = 0.3$ nm, соответствующее результатам измерений на длине волны $\lambda = 0.154$ nm. Тем не менее на длине волны $\lambda = 0.154$ nm для обоих зеркал даже при варьировании плотностей не удается добиться хорошего совпадения экспериментальной и теоретической кривых в области высших дифракционных пиков.

Обращает на себя внимание еще один факт. Несмотря на то что соотношение толщины материалов в периоде структур A2420 и A2419 одинаково (при различающемся вдвое периоде), в жестком диапазоне дифракционная картина для них различна. Так, A2420 демонстрирует подавленный второй пик (рис. 2, *b*), что соответствует $\beta \approx 0.5$, в то время как для A2419 понижения второго пика не наблюдается (рис. 1, *a*). С другой стороны, провала второго пика при $\beta \approx 0.5$ возможно ожидать только для МСС с симметричным профилем диэлектрической проницаемости в периоде структуры, в противном случае (например, если она имеет вид

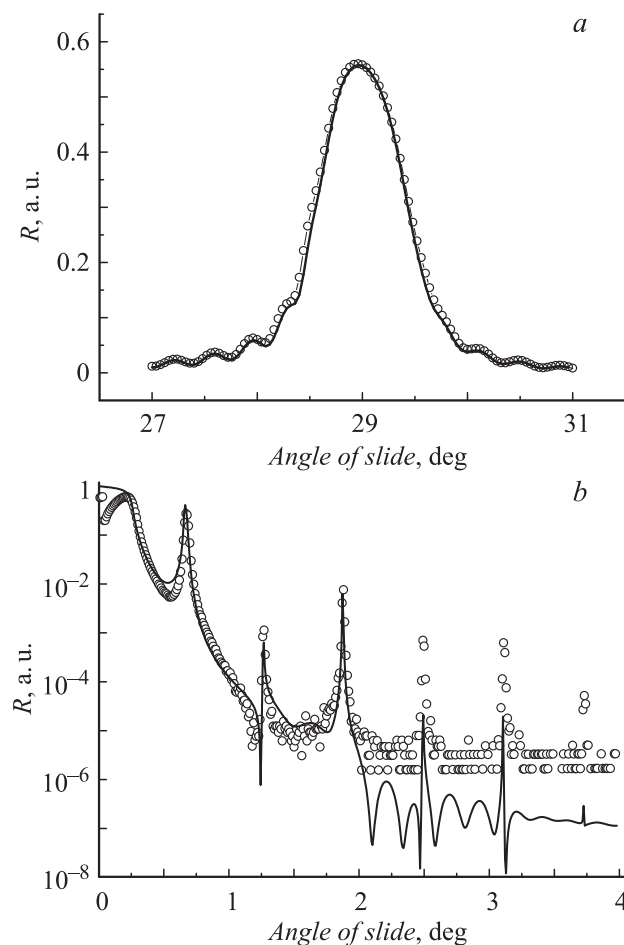


Рис. 2. Отражательные характеристики структуры A2420 (La/B_4C , $N = 75$) на длинах волн λ , nm: *a* — 6.69, *b* — 0.154. Расчетные кривые приведены для параметров $d = 7.13$ nm, $\beta = 0.48$, $\sigma = 0.6$ nm, $\rho_{La} = 5.5$, $\rho_{B_4C} = 1.8$ g/cm³.

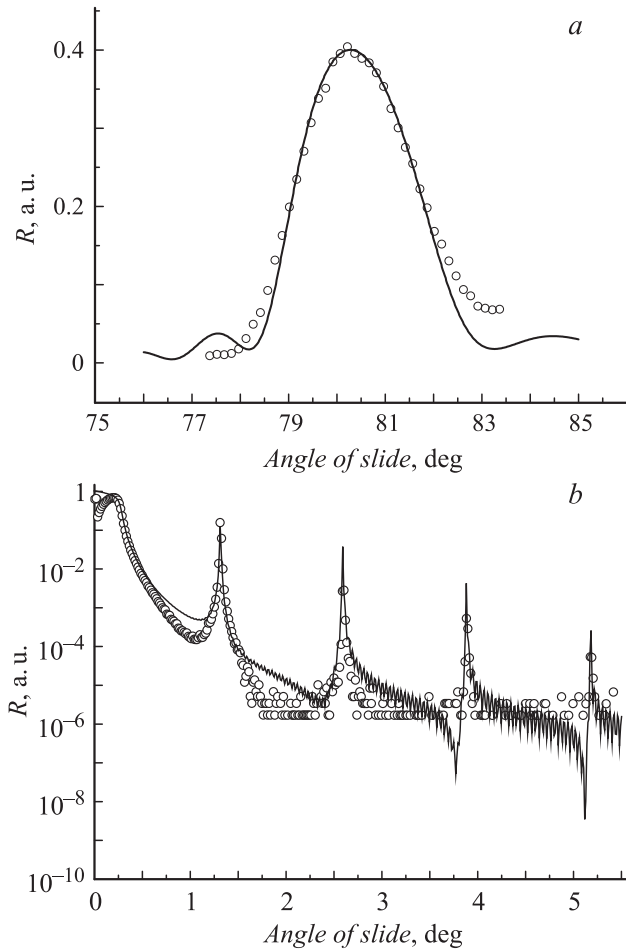


Рис. 3. Отражательные характеристики многослойной структуры A2419: подгонка на основе трапецевидальной модели: $a - \lambda = 6.69$; $b - 0.154$ nm.

неравнобедренной трапеции) даже при $\beta = 0.5$ вторая гармоника не пропадает. Асимметрия профиля диэлектрической проницаемости означает, иными словами, разные ширины переходных областей на гетерограницах. На тот же эффект указывает и факт разных величин шероховатостей, получаемых из данных в мягком и жестком рентгеновском диапазонах. В этом случае из-за малого поглощения в жестком рентгеновском диапазоне можно ожидать высокого коэффициента отражения в старших брэгговских пиках за счет отражения от одной „хорошей“ границы. В мягком рентгеновском диапазоне пренебречь „плохой“ границей нельзя из-за сильного поглощения излучения.

Таким образом, про данным рентгеновской дифракции, наиболее вероятной причиной наблюдаемого расхождения между расчетными и экспериментально полученными значениями коэффициентов отражения в мягком рентгеновском диапазоне является химическое взаимодействие между La и В, приводящее к образованию протяженных переходных областей разной ширины на гетерограницах.

Модель многослойной структуры с переходными областями разной протяженности

Для учета разной протяженности переходных границ МСС была рассмотрена модель линейных переходных границ, т.е. профиль диэлектрической проницаемости МСС по глубине был представлен в виде периодической последовательности неравнобедренных трапеций (рис. 4). Область, занимаемая „чистым“ La, имеет ширину h_1 , карбидом — h_2 , ширина переходной области La/V₄C составляет σ_1 , области V₄C/La — σ_2 . Для такой структуры также можно ввести параметр, определяющий долю сильно поглощающего вещества в периоде β , вычисляемую из соотношения

$$\frac{1}{d} \int_0^d \varepsilon(z) dz = \varepsilon_1 \beta + \varepsilon_2 (1 - \beta). \quad (1)$$

Для вычисления коэффициента отражения производилось разбиение переходных областей на участки с локально-однородной плотностью, а затем применялся стандартный метод рекуррентных соотношений для слоистой структуры с резкими границами. Нетрудно показать, что в случае $\sigma_1 \neq \sigma_2$ даже при $\beta = 0.5$ в отражательной характеристике наблюдаются заметные четные пики, что говорит о неприменимости стандартных методов анализа структуры МСС, подобных [9], т.е. основанных на анализе соотношения высот дифракционных пиков в модели симметричных границ.

На основе предложенной модели была произведена подгонка экспериментальных данных (рис. 3), демонстрирующая гораздо лучшее согласование с экспериментом по сравнению с моделью симметричных границ (ср. рис. 1), где различия составляют порядки величин. В результате получены следующие значения параметров МСС: „чистый“ La занимает 2.07, а V₄C — 0.30 nm, ширина переходных областей составила 0.71 и 0.33 nm, причем с учетом точности измерений оказывается невозможным различить случаи, когда более уширенной оказывается одна или другая граница. Плотность материалов выбрана на уровне $\rho_{La} = 5.40$, $\rho_{V_4C} = 2.52$ g/cm³. Согласно приведенным параметрам, слой лантана в

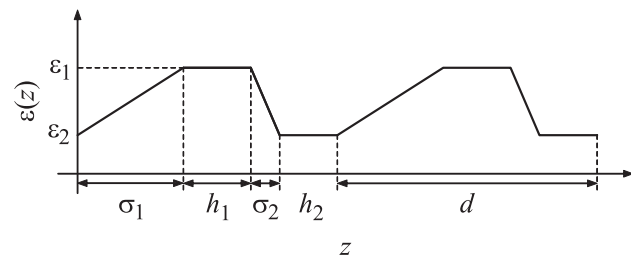


Рис. 4. Профиль диэлектрической проницаемости многослойной структуры по глубине в случае трапецевидальной модели.

каждом периоде МСС оказывается намного шире, чем слой карбида бора. Физический смысл этого результата состоит в распространении La по всей структуре и проникновении в слой B_4C .

Экспресс-оценка ширины переходных областей

Прямая подгонка экспериментальных данных является сложной рекурсивной задачей с большим числом степеней свободы. Поэтому представляет интерес развитие методик, позволяющих быстро восстановить качественный вид профиля диэлектрической проницаемости по глубине $\varepsilon(z)$. Такая методика была разработана для МСС, но с близкими значениями толщины материалов слоев в периоде ($\beta = 0.5$). Последнее практически не ограничило изучения конкретных МСС, так как для интерференционных зеркал рентгеновского диапазона (в отличие от так называемых „бормановских“) [10] оптимальное значение β близко к 0.5.

Из-за перемешивания веществ на гетерограницах функция $\varepsilon(z)$ (координата z перпендикулярна поверхности структуры) может иметь довольно сложный вид. Произведем нормировку функции диэлектрической проницаемости в виде

$$\varepsilon(z) = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} + \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2} \varepsilon^{\text{norm}}(z), \quad (2)$$

где $\varepsilon_{1,2}$ — комплексные диэлектрические проницаемости материалов МСС, $\varepsilon^{\text{norm}}(z)$ зависит только от вида функции и изменяется от $\varepsilon^{\text{norm}}(z) = 1$ ($\varepsilon(z) = \varepsilon_2$) до $\varepsilon^{\text{norm}}(z) = -1$ ($\varepsilon(z) = \varepsilon_1$). При этом для МСС, образованных смешиванием двух веществ без учета образования химических связей, $\varepsilon^{\text{norm}}(z)$ оказывается действительной функцией, что легко понять из следующих рассуждений. Любую переходную область можно промоделировать, разбив ее на микропериоды, каждый из которых образован обоими веществами МСС, взятыми в долях $C(z)$:

$$\varepsilon_1 C(j) + \varepsilon_2 [1 - C(j)] = \varepsilon(z_j),$$

где z_j — положение участка микропериода. При этом $\varepsilon^{\text{norm}}(z)$ будет попеременно принимать значения ± 1 .

Разложив $\varepsilon^{\text{norm}}(z)$ в ряд Фурье в виде

$$\varepsilon^{\text{norm}}(z) = \varepsilon_0^{\text{norm}} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} a_m^{\text{norm}} \cos(q_m z) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} b_m^{\text{norm}} \sin(q_m z), \quad (3)$$

где $\varepsilon_0^{\text{norm}}$, a_m^{norm} , b_m^{norm} — нормированные действительные амплитуды гармоник, определяющиеся только геометри-

ей задачи и не зависящие от диэлектрических проницаемостей веществ МСС, можно записать (2) в форме

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} a_m^{\text{norm}} \cos(q_m z) + \sum_{m=1}^{\infty} b_m^{\text{norm}} \sin(q_m z) \right\}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_0 = \varepsilon_0^{\text{norm}} + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$. В этом случае в общем виде коэффициент отражения МСС в m -м пике определяется выражением

$$r_m = \frac{i \Delta_{\pm m} \text{th}(\sqrt{\Delta_{+m} \Delta_{-m} - u_m^2} L)}{\sqrt{\Delta_{+m} \Delta_{-m} - u_m^2} - i u_m \text{th}(\sqrt{\Delta_{+m} \Delta_{-m} - u_m^2} L)}, \quad (5)$$

где

$$u_m = \frac{1}{q_m} \left[k_0^2 (\varepsilon_0 - \sin^2 \theta) - \frac{q_m^2}{4} \right],$$

$$\Delta_{\pm m} = \frac{k_0^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{q_m} (a_m^{\text{norm}} \pm i b_m^{\text{norm}}).$$

При условии $\beta = 0.5$ профиль электронной плотности с различным наклоном боковых граней можно представить нечетной функцией и разложить в ряд по синусам, т.е. $a_m^{\text{norm}} = 0$. Будем считать также, что справедливо кинематическое приближение $\gamma_m L \ll 1$, это позволяет выразить пиковый коэффициент отражения ($\text{Re} u_m = 0$) в виде $R_m \propto (b_m^{\text{norm}})^2$:

$$R_m = |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 \left(\frac{2\pi N}{m} \right)^2 (b_m^{\text{norm}})^2. \quad (6)$$

Соответственно, измерив несколько значений R_m на длине волны $\lambda = 0.154 \text{ nm}$, можно восстановить значения b_m^{norm} , после чего с помощью (4) построить профиль диэлектрической проницаемости МСС. Знаки

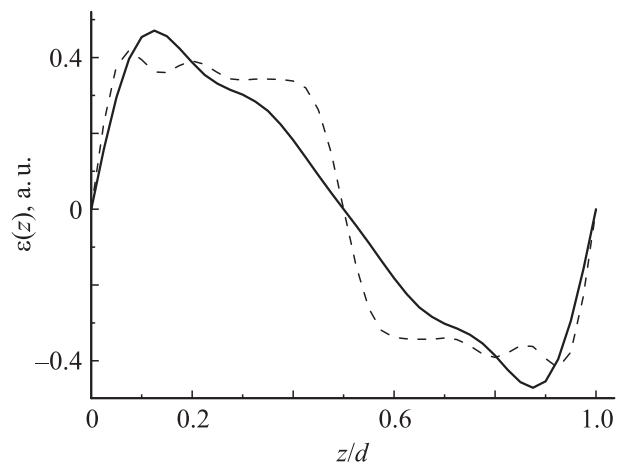


Рис. 5. Восстановление профиля диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$ в периоде для структур A2419 с $d \approx 3.4 \text{ nm}$ (сплошная линия) и A2420 с $d \approx 7 \text{ nm}$ (пунктир).

b_m^{norm} могут быть выбраны из соображений разумности результирующего профиля. Отметим, что при этом скачок значений диэлектрической проницаемости $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2$ оказывается одинаковым для разных гармоник и, таким образом, конкретные значения плотности не оказывают влияния на вид профиля.

Профили диэлектрической проницаемости, рассчитанные для структур A2419 и A2420 по данной методике, приведены на рис. 5. Можно видеть, что во всех случаях наблюдается различие в толщине переходной области на разных границах. Отметим, что описанная методика позволяет оценить степень несовершенства структуры, но не определить, какая из границ уширена сильнее.

Исследование срезов зеркал методом высокоразрешающей электронной микроскопии

Исследования срезов МСС на просвет проводились на электронном микроскопе JEM 2000 EX в режиме высокого разрешения при ускоряющем напряжении 100 кВ. Для изготовления поперечного сечения использовался FIB-метод [11]. На рис. 6, *a* приведена электронограмма МСС La/B₄C с периодом 3.4 нм, демонстрирующая серию дифракционных пиков дифрагированных электронов, что говорит о высокой периодичности структуры. Отсутствие четких рефлексов от кристаллических решеток La и B₄C может свидетельствовать об аморфоподобном состоянии слоев этих материалов. На электронограмме видны дифракционные максимумы, соответствующие кремниевой подложке. Типичная фотография среза La/B₄C, приведенная на рис. 6, *b*, подтверждает высокое качество напыленных слоев и позволяет сделать вывод о сохранении сплошности пленок в различных слоях МСС. Оценить соотношение ширины переходных областей по приведенным данным не представляется возможным.

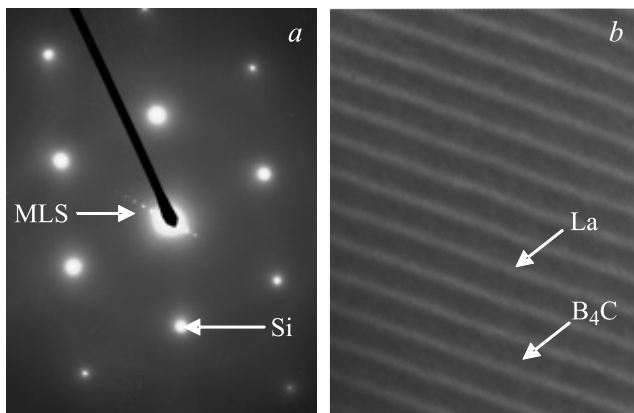


Рис. 6. Электронно-микроскопическое исследование многослойной структуры La/B₄C: *a* — электронограмма, *b* — изображение среза.

Применение барьерных слоев

Поскольку основной причиной отличия отражательных характеристик структуры La/B₄C от теоретически предсказанных на данный момент видится высокая химическая активность La и В, приводящая к образованию на гетерограницах химических соединений La_{*x*}В_{*y*}, с целью затруднения взаимного проникновения La и В можно использовать буферные слои. В качестве материалов для них были выбраны Cr, Мо и Sn, известные своей низкой химической активностью и малым поглощением в окрестности $\lambda = 6.7$ нм.

На первом этапе с целью изучения взаимодействия слоев La и B₄C с барьерными слоями были изготовлены МСС типа La/Cr, La/Мо, Cr/B₄C, Мо/B₄C с периодом $d = 7-8$ нм ($N = 60$) и близкой толщиной слоев в периоде ($\beta \approx 0.5$). Характеристики изготовленных МСС изучались методом рефлектометрии на длинах волн $\lambda = 0.154, 6.69$ и 13.4 нм.

Можно отметить, что хотя МСС La/Sn и B₄C/Sn с периодами 7–8 нм не удалось изготовить, так как при нанесении слои олова толщиной в единицы нанометров собирались в капли, тем не менее МСС с барьерными Sn-слоями были синтезированы и изучены.

Для МСС Cr/La наиболее близкое совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей получается при плотности слоев лантана $\rho_{\text{La}} = 5.5$ г/см³ и величине межплоскостных шероховатостей на уровне $\sigma = 0.55$ нм. Коэффициент отражения неполяризованного излучения на длине волны 6.69 нм при этом составил $R_{6.69} = 9\%$ при угле $\theta = 27^\circ$. Для соединения Мо/La величины переходных границ также находятся на уровне $\sigma = 0.5-0.55$ нм при плотностях $\rho_{\text{Mo}} = 9.5$, $\rho_{\text{La}} = 6.0$ г/см³ ($R_{6.69} = 42\%$, $\theta = 28.75^\circ$).

Для бинарных структур на основе Cr/B₄C расчетные и экспериментальные данные наиболее близко согласуются при ширине межслоевых границ, равной 0.4–0.5 нм, и плотности карбида $\rho_{\text{B}_4\text{C}} = 2.54$ г/см³ ($R_{6.69} = 23.85\%$, $\theta = 27.86^\circ$). Мо/B₄C демонстрирует несколько меньшую шероховатость $\sigma = 0.35$ нм при большем отклонении плотности B₄C от табличного значения.

Таким образом, проведенные исследования не позволяют сделать вывод о качественном преимуществе одного барьерного материала перед другим. Вместе с тем необходимо отметить, что в сочетаниях с молибденом лантан демонстрирует значения плотности, более приближенные к табличным.

Результаты серии исследований МСС La/B₄C с прослойками Мо приведены на рис. 7. Разделительный слой осаждался как на La (La/Мо/B₄C), так и на B₄C (La/B₄C/Мо). Для обеих структур, как большепериодной, так и короткопериодной, введение прослоек Мо толщиной 0.5 нм дает отрицательный результат при нанесении на B₄C и практически не оказывает влияния при нанесении на La.

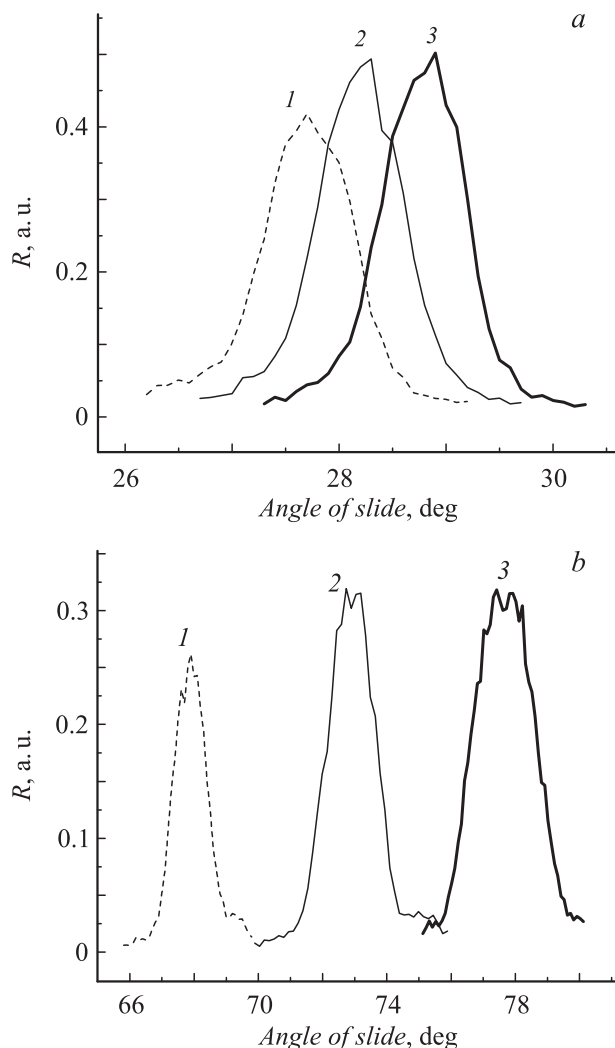


Рис. 7. Отражательные характеристики $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$ -зеркал с барьерными слоями Mo, измеренные на длине волны $\lambda = 6.69$ nm: 1 — $\text{La}/\text{Mo}/\text{B}_4\text{C}$, 2 — $\text{La}/\text{B}_4\text{C}/\text{Mo}$, 3 — $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$. а — $d \approx 7$, $h_{\text{Mo}} = 0.5$ nm; б — $d \approx 3.5$, $h_{\text{Mo}} = 0.25$ nm.

Проанализируем влияние антидиффузионной прослойки на коэффициенты отражения зеркал в окрестности длины волны 6.69 nm. Нанесение антидиффузионных прослоек (например, Mo) на „хорошие“ границы должно приводить к уменьшению коэффициента отражения из-за преимущества оптических констант лантана перед молибденом в этой области. В то же время нанесение прослойки на „плохую“ границу может как повысить отражение (за счет подавления процессов перемешивания), так и оставить неизменной или понизить, если пленка оказывается проницаемой для материалов МСС. Таким образом, полученный результат (рис. 7) косвенным образом указывает на большую уширенность границы $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$ в противовес результатам, полученным в работе [2].

В структуре $\text{La}/\text{B}_4\text{C}/\text{Sn}$ прослойка олова 0.3 nm также привела к снижению отражения на 2%. Отметим, что зеркала, содержащие прослойки Cr, не изготавливались, поскольку предварительное исследование бинарных структур Cr/La , $\text{Cr}/\text{B}_4\text{C}$, Mo/La и $\text{Mo}/\text{B}_4\text{C}$ продемонстрировало практическую идентичность барьерных свойств Cr и Mo.

Резюмируя вышесказанное, можно говорить об отсутствии положительного влияния прослоек Sn, Cr и Mo на отражательные характеристики МСС $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$. В то же время имеется косвенное указание на большую уширенность границы $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$.

Заключение

Таким образом, в рамках данной работы были изготовлены и исследованы многослойные структуры $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$ и $\text{La}/\text{B}_9\text{C}$, предназначенные для отражения рентгеновского излучения с длинами волн в области $\lambda \approx 6.7$ nm. Для неполяризованного излучения на длине волны 6.69 nm продемонстрированы коэффициенты отражения на уровне 40–60% для разных периодов, приближающиеся для большепериодных ($d \approx 7$ nm) структур к теоретическому пределу. Установлено, что основная причина недостаточно высоких коэффициентов отражения зеркал нормального падения ($R \approx 45\%$) с периодами $d \approx 3.4$ nm состоит в наличии относительно широких межслоевых областей, образующихся в результате взаимодействия В и La, известных своей высокой химической активностью. Косвенные признаки указывают на большую протяженность переходной границы $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$. Предложен экспресс-метод восстановления профиля диэлектрической проницаемости по данным малоугловой дифрактометрии на длине волны 0.154 nm, позволяющий быстро оценить степень асимметрии и масштабы переходных границ.

Использование барьерных антидиффузионных слоев Cr, Mo и Sn толщиной 0.3–0.5 nm не привело к улучшению отражательных характеристик описанных МСС. Увеличение толщины барьерных слоев не имеет смысла, поскольку в оптимизированных на максимум коэффициента отражения МСС нормального падения $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$ толщина слоя La составляет около 1.5 nm.

Одним из возможных решений данной проблемы является замена МСС $\text{La}/\text{B}_4\text{C}$ слоя La его стабильным химическим соединением с удовлетворительными рентгенооптическими характеристиками в окрестности длины волны $\lambda = 6.7$ nm. Предварительные расчеты указывают на перспективность такого подхода.

Авторы благодарят М.Н. Дроздова за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантами РФФИ № 08-02-01015, 08-02-00873 и 07-02-00190.

Список литературы

- [1] *Michaelsen C., Ricardo P.* et al. // *Adv. X-ray Anal.* 2000. Vol. 42. P. 308.
- [2] *Michaelsen C., Wiesmann J., Bormann R.* et al. // *Opt. Lett.* 2001. Vol. 26 (11). P. 792–794.
- [3] *Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б., Прохоров К.А.* и др. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* 2002. № 1. С. 32–35.
- [4] *Ricardo P., Wiesmann J., Nowak C.* et al. // *Appl. Opt.* 2001. Vol. 40. P. 2747–2754.
- [5] *André J.-M., Jonnard P., Michaelsen C.* et al. // *X-ray Spectrometry.* 2005. Vol. 34. Is. 3. P. 203–206.
- [6] *Platonov Yu., Gomez L., Broadway D.* // *Proc. SPIE.* 2002. Vol. 4782. P. 152–159.
- [7] *Andreev S.S., Akhsakhalyan A.D., Bibishkin M.S.* et al. // *CEJP.* 2003. Vol. 1. P. 191–209.
- [8] *Bibishkin M.S., Chekhonadskih D.P., Chkhalo N.I.* et al. // *Proc. SPIE.* 2004. Vol. 401. P. 8–15.
- [9] *Platonov Yu.Ya., Polushkin N.I., Salashchenko N.N.* et al. // *Techn. Phys.* 1987. Vol. 57. P. 2192.
- [10] *Зеркальная рентгеновская оптика* / Под ред. А.В. Виноградова. Л.: Машиностроение, 1989. С. 75–114.
- [11] *Гусев С.А., Прохоров К.А., Садова Е.Н.* // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* 2000. № 1. С. 132–135.