

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Многослойные рентгеновские интерференционные структуры

В.В. Лидер

Рассмотрены принципы функционирования, современное состояние и проблемы в области многослойной рентгеновской оптики. Обсуждаются методы оптимизации планарных многослойных интерференционных структур и многослойных дифракционных решёток, их применение в науке и технике.

Ключевые слова: многослойные системы, дифракционные решётки, рентгеновское излучение, рентгеновская оптика, дифракция, интерференция, спектральное разрешение

PACS numbers: 07.85. – m, 41.50. + h, 42.79.Dj, 42.88. + h, 61.05.cp,
78.20.Bh, 78.67.Pt, 95.55.Ka

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038439>

Содержание

1. Введение (1137).
 2. Общие сведения. Закономерности и проблемы (1138).
 3. Выбор материалов для многослойных интерференционных структур (МИС) (1139).
3.1. Двухкомпонентные МИС. 3.2. Трёхкомпонентные МИС.
 4. Расчёт параметров МИС (1144).
 5. Методы осаждения МИС (1145).
 6. Методы исследования МИС (1145).
 7. Методы структурного совершенствования МИС (1146).
7.1. Методы снижения взаимной диффузии. 7.2. Методы уменьшения шероховатости границ раздела. 7.3. Методы уменьшения напряжения. 7.4. Методы повышения радиационной, временной, коррозионной стойкости.
 8. Методы обеспечения спектральной чистоты (1151).
 9. Применение периодических МИС (1152).
9.1. Монохроматоры. 9.2. Фокусировка. 9.3. Оптика нормального падения. 9.4. Поляризационные свойства.
 10. Аперийодические МИС (1155).
10.1. МИС с градиентом по глубине. 10.2. МИС с латеральным градиентом. 10.3. МИС с γ -градиентом.
 11. Узкополосная многослойная оптика (1158).
 12. Многослойные отражательные дифракционные решётки (МДР) (1159).
12.1. Ламеллярные МДР. 12.2. Профилированные МДР. 12.3. Срезанные МДР. 12.4. Фазовые МДР. 12.5. Альтернативная МДР. 12.6. МДР с функцией спектральной чистоты.
 13. Многослойные дифракционные трансмиссионные решётки (1163).
13.1. Многослойная зонная пластинка Френеля. 13.2. Многослойная лауэ-линза.
 14. Заключение. Перспективы и выводы (1166).
- Список литературы (1166).

1. Введение

Прогресс в современной науке в большой степени опирается на наблюдение и манипулирование веществом в молекулярном или атомарном масштабе. Для этого необходимы инструменты для зондирования с соответствующим пространственным, энергетическим и временным разрешением. Рентгеновское излучение (РИ) — один из самых мощных инструментов для изучения "наномира" благодаря его короткой длине волны. Термин "рентгеновское излучение" применяется сегодня к чрезвычайно широкому диапазону электромагнитных волн, простирающемуся от 0,01 до 120 нм. В соответствии с общепринятой терминологией, хотя и с некоторой долей условности, этот диапазон подразделяется на жёсткий рентгеновский (ЖР, 0,01–0,3 нм), мягкий рентгеновский (МР, 0,3–10 нм) и экстремальный ультрафиолетовый (ЭУФ, 10–120 нм).

В области ЖР для отражения или дифракции рентгеновского излучения традиционно используются монокристаллы. Принцип действия — конструктивная интерференция волн, отражённых от плоскостей кристаллической решётки (процесс, известный как брэгговское отражение). Для диапазона МР и ЭУФ межплоскостные расстояния d большинства практически используемых кристаллов слишком малы, чтобы подчиняться критерию конструктивной интерференции, определяемому формулой Брэгга $2d\sin\theta = m\lambda$ (λ — длина волны излучения, θ — брэгговский угол скольжения, m — порядок отражения). Это ограничение можно преодолеть, создав стек тонких чередующихся слоёв материалов, так что периодичность (или d -интервал) стека равна параметру d в формуле Брэгга.

Отражённые волны от всех границ чередующихся слоёв (интерфейсов) двух материалов с высоким контрастом их оптических показателей складываются конструктивно, при этом может быть достигнут высокий коэффициент отражения. Полученную таким образом многослойную интерференционную структуру (МИС) можно считать искусственным кристаллом, который будет отражать излучение, подобно кристаллам. Огромное преимущество этих "синтетических" многослойных систем состоит в том, что толщина слоя и, следовательно, периодичность могут быть свободно настроены на длину волны, которая должна отражаться под определённым углом [1].

В.В. Лидер. Федеральный научно-исследовательский центр "Кристаллография и фотоника" РАН, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Ленинский просп. 59, 119333 Москва, Российская Федерация
E-mail: lider@ns.crys.ras.ru, vallider@yandex.ru

Статья поступила 12 июля 2018 г.,
после доработки 24 сентября 2018 г.

Проблемы физики МИС и границ раздела слоёв, методы нанесения и диагностики таких структур, их применения подробно обсуждались в монографиях [2, 3] и обзорных статьях [4–14].

Благодаря сочетанию ряда уникальных свойств, МИС (иногда называемые многослойными зеркалами) являются одними из наиболее универсальных элементов современной рентгенооптики. Гибкость свойств МИС, доступность и универсальность технологии их производства, а также возможности получения высоких рентгенооптических параметров зеркал вызывают растущий интерес к их практическому применению в качестве дисперсионных и отражающих элементов для задач рентгеновской спектроскопии и дифрактометрии, элементного флуоресцентного анализа, рентгеновской диагностики плазмы, рентгеновской микроскопии, астрономии, ЭУФ-литографии для микроэлектроники, а также биомедицины [2–4, 7, 12, 13, 15, 16].

Цель обзора — ознакомить читателя со структурными особенностями, основными характеристиками и возможностями использования многослойных синтетических структур для фундаментальных исследований и разработок в области высоких технологий.

2. Общие сведения.

Закономерности и проблемы

Обычные зеркала малоприменимы для рентгеновского излучения. Так, при падении, близком к нормальному ($\theta \approx 90^\circ$), соотношение интенсивностей отражённого и падающего излучения даётся выражением:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\delta^2 + \beta^2}{4}. \quad (1)$$

Параметры δ и β , определяющие показатель преломления n ($n = 1 - \delta + i\beta$), описываются формулами [17]

$$\delta = \frac{\rho \lambda^2 r_e N_A Z}{2\pi A}, \quad (2)$$

$$\beta = \frac{\mu \lambda}{4\pi}, \quad (3)$$

где δ — декремент показателя преломления, λ — длина волны излучения, N_A — число Авогадро, r_e — классический радиус электрона, ρ — плотность вещества, Z и A — порядковый номер и атомный вес материала образца соответственно, μ — линейный коэффициент поглощения.

Ввиду малости величин δ и β (могут варьироваться от 10^{-3} в области ЭУФ до 10^{-6} в области ЖР [1]), отражение РИ крайне незначительно.

Ситуация коренным образом меняется в случае МИС, состоящей из чередующихся слоёв материалов с контрастными оптическими параметрами: поглотителей A обычно с высоким поглощением и разделительных слоёв (спейсеров) B с низким поглощением (рис. 1). Заметим, что разбиение слоёв на поглощающие и разделительные достаточно условно: все они в той или иной степени коллективно формируют интерференционное отражение. В результате интерференции падающей и отражённой волн в МИС формируется стоячая волна с амплитудой модуляции диэлектрической постоянной B_m [18]:

$$B_m = \frac{2(\epsilon_A - \epsilon_B) \sin(\pi m \gamma)}{\pi m \gamma}. \quad (4)$$

Здесь m — порядок отражения, $\gamma = d_A/(d_A + d_B) = d_A/d$, d_A и d_B — толщины слоёв A и B соответственно. Диэлектрическая проницаемость ϵ связана с поляризуемостью мате-

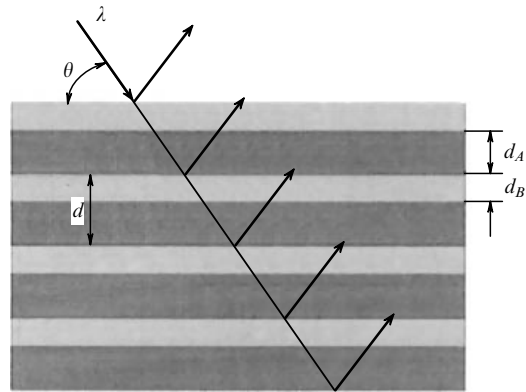


Рис. 1. Структура МИС. d_A и d_B — толщины слоёв поглотителя и спейсера соответственно, d — период бислоя, θ — брэгговский угол, λ — длина волны РИ.

риала χ и показателем преломления n формулой $\epsilon = 1 - \chi = n^2$; $\chi = 2(\delta + i\beta)$, т.е. имеет действительную (Re) и мнимую (Im) части ($\chi = \text{Re}\chi + i\text{Im}\chi$), последняя соответствует учёту поглощения РИ в среде.

Таким образом, структура отражения модулируется функцией $\sin(\pi m \gamma)$, т.е. фактор γ определяет относительную пиковую отражательную способность и, в частности, подавляет дифракционные пики с $m = \gamma^{-1}$. При $\gamma = 0,5$, например, чётные пики Брэгга подавлены, а нечётные пики усиливаются: многослойные структуры с $\gamma = 0,5$ называются четвертьволновыми, потому что каждый слой покрывает ровно $\lambda/4$ падающей волны.

Периодические рентгеновские МИС принято характеризовать их отражательной способностью или коэффициентом отражения в максимуме кривой дифракционного отражения R , а также её шириной $\Delta\lambda$. Последняя определяет ширину спектральной полосы пропускания $\Delta\lambda/\lambda$ или её обратную величину $\lambda/\Delta\lambda$, называемую спектральной разрешающей способностью. Полоса пропускания определяется количеством бислоёв N , участвующих в формировании дифрагированного пучка [19]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{mN}. \quad (5)$$

С учётом преломления РИ закон Брэгга модифицируется [1]:

$$m\lambda = 2d \sin \theta \left(1 - \frac{2\delta_{\text{eff}}}{\sin^2 \theta} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь δ_{eff} — средняя действительная часть декремента показателя преломления: $\delta_{\text{eff}} = \gamma\delta_A + (1 - \gamma)\delta_B$.

Если условие Брэгга выполнено, то пиковое значение коэффициента отражения и спектральная разрешающая способность МИС при $m = 1$ даются формулами [3, 18, 20]

$$R = \frac{1 - w}{1 + w}, \quad w = \left(\frac{1 - C^2 y^2}{1 + C^2 y^2 (\text{Re} \Delta\chi / \text{Im} \Delta\chi)^2} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $y = \sin(\pi\gamma)/\pi[\gamma + \text{Im} \chi_B / \text{Im} \Delta\chi]$, $\Delta\chi = \chi_A - \chi_B$, $C = 1$ и $C = \cos(2\theta)$ для р(π)- и s(σ)-поляризаций РИ соответственно.

Особая проблема в области МР и ЭУФ заключается в том, что все полезные материалы в определённой степени поглощают излучение. Поэтому четвертьволновые МИС редко используются в качестве оптических элементов: в чет-

вертьволновых структурах толщина поглотителя настолько велика, что поглощение РИ часто слишком значительно для достижения высокой отражательной способности. Так как поглощение тонкого, сильно поглощающего материала может быть незначительным, если он расположен в узле поля стоячей волны, то для минимизации влияния поглощения на отражательную способность МИС следует уменьшить толщину поглотителя ($\gamma < 0,5$). При этом оптимальное значение параметра γ^* находится из условия равенства нулю производной $\partial\mu/\partial\gamma$ и определяется формулой [3, 18, 21]

$$\tan(\pi\gamma^*) = \pi \left(\gamma^* + \frac{\text{Im } \chi_B}{\text{Im } \Delta\chi} \right). \quad (8)$$

Тогда максимально достижимая величина отражательной способности $R_{\max}$ даётся формулой

$$R_{\max} = \frac{1 - w^*}{1 + w^*}, \quad w^* = \left(\frac{1 - C^2 \cos^2(\pi\gamma^*)}{1 + C^2 \cos^2(\pi\gamma^*) (\text{Re } \Delta\chi / \text{Im } \Delta\chi)^2} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Следовательно, максимально достижимый коэффициент отражения от МИС полностью определяется двумя параметрами: $\text{Re } \Delta\chi / \text{Im } \Delta\chi$ и $\text{Im } \chi_B / \text{Im } \Delta\chi$, а увеличение коэффициента отражения при выборе оптимального значения параметра γ является результатом компромисса между эффектами конструктивной интерференции волн, последовательно отражённых от границ раздела, и потерями на поглощение.

Если поглощение сведено к минимуму, то увеличивается количество используемых бислоёв N_{eff} и, следовательно, увеличивается разрешающая способность [3, 19]:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx \frac{\pi}{2} N_{\text{eff}} = \frac{\sin^2 \theta}{\text{Im } \chi} \left\{ (1 - C^2 y^2) \left[1 + C^2 y^2 \left(\frac{\text{Re } \Delta\chi}{\text{Im } \Delta\chi} \right)^2 \right] \right\}^{-1/2}, \quad (10)$$

$$\chi = \gamma\chi_A + (1 - \gamma)\chi_B.$$

При $\gamma \rightarrow 0$, т.е. когда слои поглощающего материала становятся всё тоньше и тоньше, $(\lambda/\Delta\lambda)_{\max} = \sin^2 \theta / \text{Im } \chi_B$.

Критерии выбора параметров материалов слоёв можно свести к трём правилам [2, 3, 18]:

1. Для промежуточных слоёв нужно брать вещество с максимально низким коэффициентом поглощения.
2. Сильнопоглощающий компонент МИС следует выбирать так, чтобы отношение $\text{Re } \Delta\chi / \text{Im } \Delta\chi$ было как можно больше.
3. Следует убедиться, что граница раздела между выбранными веществами физически и химически стабильна. Одним из наиболее важных является вопрос о совместимости материалов: в идеальном случае они не должны химически взаимодействовать или диффундировать один в другой.

3. Выбор материалов для многослойных интерференционных структур (МИС)

Выбор материалов для разделительных и отражающих слоёв обычно проводится путём анализа спектров поглощения различных материалов. В этом отношении представляют интерес такие спектральные особенности, как края поглощения элементов, соответствующих потенциалам ионизации K, L, M, ... электронных оболочек. К-оболочка занята двумя электронами, L-оболочка имеет три подуровня (рис. 2) и может содержать в общей сложности до

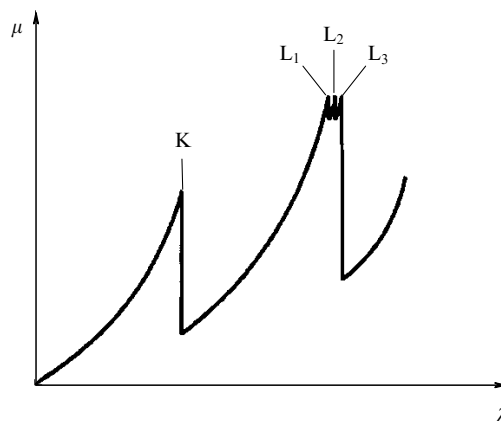


Рис. 2. Схематическое представление коэффициента поглощения РИ μ как функции длины волны λ первичного фотона для четырёх краёв поглощения рентгена (K, L₁, L₂ и L₃).

восемью электронами. М-оболочка имеет пять подуровней и может содержать до 18 электронов.

Поглощение рентгеновского излучения веществом связано со взаимодействием фотонов с электронами внутренних оболочек атома. При превышении энергией фотонов энергии связи электрона с ядром (порога возбуждения) электрон может быть удалён из атома, при этом произойдёт резкое возрастание (скачок) поглощения рентгеновского излучения (см. рис. 2). Длину волны, соответствующую энергии порога возбуждения, и называют краем поглощения данного элемента.

Чуть выше (по длине волны) края поглощения элемента его коэффициент поглощения может быть достаточно малым и его показатель преломления может быть близок к единице, поэтому этот элемент может использоваться как материал разделительного слоя. Такими материалами являются элементы второго периода таблицы Менделеева: бериллий (Be), бор (B) и углерод (C), которые используются при работе с длинами волн, находящимися непосредственно за их К-краями поглощения; элементы третьего и четвертого периодов: магний (Mg), алюминий (Al), кремний (Si), скандий (Sc) и титан (Ti) — чуть выше их L_{2,3}-краёв поглощения; элементы пятого периода: стронций (Sr) и иттрий (Y) — чуть выше их M_{4,5}-краёв поглощения [22].

Применение различных материалов для разделительных слоёв позволяет покрывать различные части спектра РИ.

3.1. Двухкомпонентные МИС

"Тематически" спектры ЭУФ и МР условно можно разделить на несколько диапазонов: водяного окна (2,3–4,4 нм), углеродного окна (4,4–5,0 нм), литографический (6–13 нм), диапазон 9–14 нм, астрономический (17–35 нм), диапазон 35–50 нм и диапазон ЖР.

3.1.1. Диапазон водяного окна (2,3–4,4 нм). Водяное окно расположено между К-краями поглощения кислорода и углерода, где коэффициент поглощения воды очень низкий и в то же время органические или биологические материалы, содержащие углерод, поглощают РИ. Следовательно, живые клетки можно наблюдать *in vivo* в их естественной среде.

Диапазон водяного окна может быть практически перекрыт МИС на основе Ca ($\lambda_{L3} = 3,55$ нм), Sc ($\lambda_{L3} = 3,11$ нм), Ti ($\lambda_{L3} = 2,73$ нм), V ($\lambda_{L3} = 2,43$ нм), Sb ($\lambda_{M5} = 2,35$ нм) (рис. 3) [23].

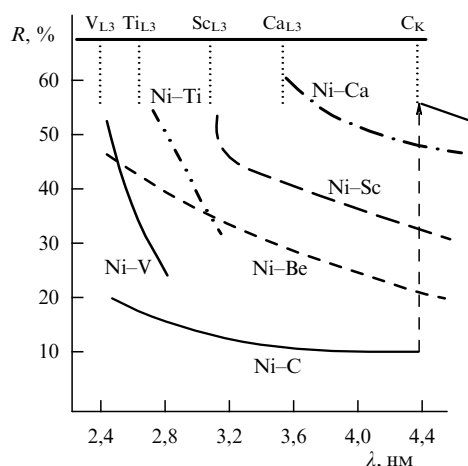


Рис. 3. Расчёт спектральных зависимостей пикового значения МИС на основе различных пар материалов в спектральном диапазоне $\lambda = 2,4\text{--}4,5$ нм [23].

Однако сведения об использовании Ca и Sb в качестве материала разделителя в литературе скудны [24, 25].

Наиболее подходящей парой материалов в нижней спектральной половине водяного окна являются хром (Cr) и скандий (Sc) [24–30]. В качестве парного материала для скандия применяется именно хром как наименее взаимодействующий со скандием: сочетание этих материалов не имеет перекрытия на фазовой диаграмме и, таким образом, не образует сплавы, что теоретически облегчает получение резких границ. Сообщалось о многослойных зеркалах Cr/Sc с высоким коэффициентом отражения в геометрии нормального падения ($90^\circ - \theta < 10^\circ$), равным 14,5 % [31] и 20,7 % [32].

Авторы работы [33] успешно заменили хром на ванадий, получив коэффициент отражения 18,4 %.

МИС на основе титана и ванадия уделено меньше внимания [34–37]. В работе [35] показано, что структуры Me/Ti позволяют получать коэффициенты отражения до 2,4 % в геометрии нормального падения. Лучшие результаты показала пара материалов Cr/Ti, что объясняется малым уровнем шероховатостей границ раздела, получаемым при использовании хрома.

3.1.2. Диапазон углеродного окна (4,4–5,0 нм). Углеродное окно является дополнением к микроскопии водяного окна и занимает особое место в диапазоне МР-излучения. Это связано с тем, что углеродсодержащие материалы, к числу которых относятся биологические и медицинские объекты, полимеры, углеродные волокна, конгломераты нанотрубок и др., наиболее прозрачны в этой части спектра, что обусловлено К-скачком поглощения углерода на длине волны 4,4 нм. Глубина проникновения излучения в этом случае в углеродсодержащие материалы достигает более 10 мкм. При этом поглощение излучения атомами углерода в десятки-сотни раз меньше, чем атомами других химических элементов. Такое различие в величине поглощения приводит к формированию приемлемого контраста на рентгеновских изображениях веществ и биологических структур даже при небольших добавках различных элементов в материалы, состоящие в основном из углерода [38, 39].

Оптика МИС, основанная на углероде ($\lambda_K = 4,37$ нм) (см. рис. 3), демонстрирует отражательную способность, измеренную на углеродной линии $K\alpha = 4,47$ нм и угла падения, близких к нормальному: 6–13 % для Fe/C и Co/C [25, 40], 8 % для V/C, 7 % [41] и 12,2 % [23] для Cr/C.

Стандартная многослойная оптическая система на основе Co/C в спектральной области углеродного окна обеспечивает пиковую отражательную способность $R \approx 15$ % для плоских и $R \approx 6$ % для изогнутых подложек [42].

3.1.3. Литографический диапазон (6–13 нм). Метод рентгеновской литографии, в котором изображение шаблона переносится на поверхность кремниевой пластины системой многослойных зеркал нормального падения, рассматривается сейчас как наиболее вероятная основа технологии производства интегральных микросхем следующего поколения. Экстремальная ультрафиолетовая литография является ведущим кандидатом на успешную оптическую литографию для производства интегральных схем. Выбор спектрального диапазона для ЭУФ-литографии определяется возможностью получения в перспективе пространственного разрешения до 10–15 нм и наличием высокоотражающих многослойных покрытий.

Плотность транзисторов в интегральной схеме в значительной степени определяется способностью процесса фотолитографии печатать всё более и более узкие детали с резкими границами. Базовая литографическая система содержит многослойные зеркала в качестве основных и важнейших компонентов осветительной и проекционной оптики. Поскольку коэффициент отражения на выходе литографической системы равен произведению коэффициентов отражения каждого оптического элемента, эти зеркала должны отражать по меньшей мере 70 % падающего излучения для обеспечения достаточной пропускной способности интенсивности ЭУФ при изготовлении интегральных схем [43, 44]. Этому условию теоретически могут соответствовать МИС La/B, Mo/Be, Mo/Si (рис. 4). Достигнутая к настоящему времени максимальная отражательная способность для хорошо изученной МИС Mo/Si [46–52] на длине волны МР 13,4 нм составляет 71 % [50], что делает это оптическое устройство самым востребованным для современной литографии.

Авторы работы [53] считают, что для минимизации рисков нужно думать о литографии на других длинах волн, отличных от общепринятой длины волны 13,4 нм. Наиболее перспективными слабопоглощающими материалами могут быть Be ($\lambda_K = 11,1$ нм) и В ($\lambda_K = 6,6$ нм). МИС, состоящие из Mo/Be, Ru/Be и Rh/Be, были синтезированы и исследованы в работе [54]. Сообщалось о МИС Mo/Be, которые

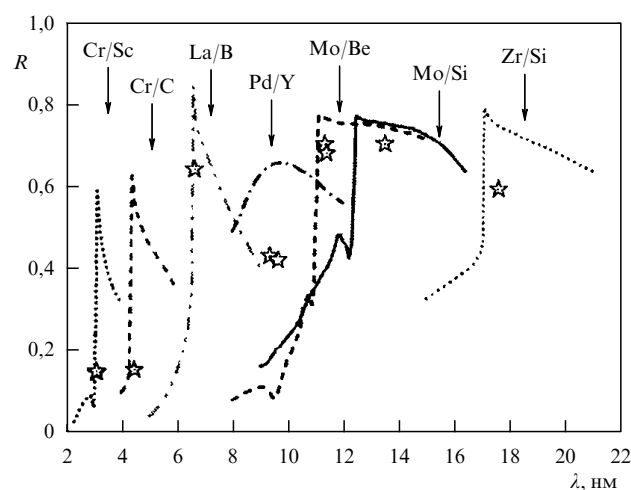


Рис. 4. Расчётные (линии) и экспериментальные (звёздочки) значения отражательной способности наиболее перспективных МИС нормального падения [45].

показали на длине волны 11,3 нм пиковый коэффициент отражения 68,7 % [55] и 69,4 % [56]. Экспериментальные данные дают надежду на то, что эффективность оптических систем на основе бериллия можно сделать выше, чем у МИС Mo/Si.

Альтернативным подходом является переход на более короткие волны. Расчёты, проведённые для нанолитографической системы La/V на длине волны 6,7 нм, выявили преимущество этой оптики над обычной оптикой Mo/Si для 13,4 нм как по эффективности, так и по пространственному разрешению. Результаты работ [57, 58] подтвердили, что на длине волны 6,7 нм наибольшая отражательная способность получается при использовании многослойных зеркал на основе лантана в качестве отражателя и бора в качестве разделительного материала. Бор является предпочтительным материалом-разделителем для этой длины волны из-за её непосредственной близости к К-краю поглощения.

У чистого бора очень низкая скорость магнетронного распыления, поэтому на практике вместо бора часто используются некоторые карбиды, такие как B_4C и B_9C . Систематические исследования многослойных зеркал La/V, La/ B_4C , La/ B_9C и La_2O_3/B_4C показали, что многослойные структуры La/ B_4C имеют лучшие коэффициенты отражения [57, 59–62]. Так, при $\lambda = 6,68$ нм максимальная отражательная способность МИС La/ B_4C составила 48,9 %, а МИС La_2O_3/B_4C на этой длине волны — 39,2 %, тогда как отражательная способность при $\lambda = 6,63$ нм составляла 42,7 % [60]. Высокие величины отражательной способности были измерены на длине волны 6,6 нм при почти нормальном падении на многослойном зеркале La/V, содержащем 175 бислоев, и на МИС La/ B_4C на длине волны 6,6 нм: 57,3 % [62] и 58,6 % [61] соответственно.

Наряду с использованием в литографии ожидается, что многослойные структуры на основе La будут особенно интересны для обнаружения бора [63–66]. Отражательная способность многослойного La/ B_4C выигрывает в сравнении с многослойным зеркалом Mo/ B_4C , которое ранее было наиболее эффективным многослойным элементом для обнаружения бора: при $\lambda = 6,8$ нм она составляет 53 % (38 % для Mo/ B_4C). Кроме того, La/ B_4C лучше подавляет нежелательное флуоресцентное излучение Si. Это важно при исследовании образцов, содержащих Si, например, в полупроводниковой промышленности. Аналогично, La/ B_4C лучше подавляет флуоресцентное излучение O_K [64, 65]. Оба эффекта приводят к уменьшению фонового сигнала в образцах, содержащих большие количества кремния и кислорода [67].

По-видимому, МИС La/ B_4C обладает наивысшим теоретически достижимым отражением в диапазоне 6,7–9 нм [60]. Однако сильное перемешивание слоёв La и B_4C предотвращает образование резких границ и вызывает уменьшение коэффициента отражения в 1,5–2 раза по сравнению с теоретическим значением [68]. Sb/ B_4C является одной из наиболее перспективных систем благодаря очень благоприятному сочетанию оптических свойств Sb и B_4C . Низкое поглощение ЭУФ-излучения в обоих материалах и достаточно сильное отличие действительной части показателя преломления от единицы в области $\lambda > 8$ нм в сурьме [69, 70], как ожидается, приведёт к высокой отражательной способности многослойного зеркала в диапазоне длин волн 6,7–9 нм. Мультислой Sb/ B_4C также имеют один из самых высоких теоретически достижимых коэффициентов отражения. В то же время для МИС Sb/ B_4C перемешивания не ожидается, поскольку она состоит из не взаимодействующих материалов: Sb не образует соединений с углеродом и бором и незначительно растворима в обоих из них. Ожидается, что это приведёт к резким границам и, следовательно,

высокой отражательной способности. В работе [70] впервые сообщалось о производстве многослойных зеркал Sb/ B_4C , результатах измерения их отражательной способности, некоторых данных о производительности аперiodических мультислоев Sb/ B_4C . Полученные в работе [71] МИС Sb/ B_4C продемонстрировали коэффициент отражения 19–28 %, измеренный при почти нормальном падении в диапазоне длин волн 6,64–8,5 нм. Отражательная способность Sb/ B_4C оказалась выше, чем у мультислоев на основе многих пар традиционных материалов, оптимизированных для длин волн 6,6–9 нм. Но она не достигла уровня коэффициента отражения МИС La/ B_4C [71].

3.1.4. Диапазон $\lambda \approx 9–14$ нм. Указанный диапазон также представляет особый интерес для экспериментов с лазером на свободных электронах (ЛСЭ) [72] и физики Солнца из-за яркой корональной линии Fe XVIII ($\lambda = 9,4$ нм), ярких линий Fe VIII, Fe XX и Fe XXIII вблизи $\lambda = 13,1$ нм и других слабых эмиссионных линий [73].

Наиболее перспективным поглощающим материалом в спектральной области 8–12 нм является палладий, у которого поглощающая способность почти такая же, как у Mo, тогда как для $\lambda = 9,5$ нм действительная часть поляризуемости больше в 1,5 раза. В результате расчётная отражательная способность зеркала Pd/ B_4C выше, чем у Mo- и La-содержащих МИС в диапазоне 8–11 нм [58, 74]: теоретическое пиковое значение отражения для линейно поляризованного РИ при $\theta = 45^\circ$ составляет 58 %, а экспериментальное — 42 %; такое несовпадение может быть связано с качеством границ раздела [72].

Замена спейсера B_4C на Y ($\lambda_{M5} = 8,0$ нм) с меньшим поглощением даёт дополнительный рост отражательной способности до 65 % для МИС Pd/Y при $\lambda = 9,5$ нм [75, 76] (см. рис. 4).

Авторы работы [77] сравнили прототипы МИС Mo/Y, Ru/ B_4C и Ru/Y для регистрации линии солнечного спектра Fe XVIII. В этом исследовании Mo/Y действительно обеспечивает наивысший коэффициент отражения: $R = 34$ % по сравнению с 28,3 % для ранее исследованной системы Ru/ B_4C [78] и равен только 77 % от теоретического коэффициента отражения [79]. МИС Mo/Y была впервые создана авторами работ [80, 81] и имела при почти нормальном падении показатели отражения до 46 % при длине волны около 11,4 нм.

Для более эффективного заполнения спектральной "дыры" между МИС на основе бора и бериллия (см. рис. 4) в качестве элементов для разделителя были предложены стронций ($\lambda_{M5} = 9,2$ нм) [82] и фосфор ($\lambda_{L3} = 9,2$ нм) [22, 83].

Для зеркала Mo/Sr при $\lambda = 10,5$ нм был получен коэффициент отражения 48,3 % [82], который хотя и ниже теоретического предела на 65 %, выглядит многообещающим.

Прямое применение P в МИС маловероятно из-за его высокой реакционной способности: фосфор образует твёрдые соединения (фосфиды) почти со всеми химическими элементами. Предполагается, что фосфид бора (BP) может быть использован в качестве разделительного материала в отражающей многослойной оптике, работающей чуть выше L-края поглощения P. Для применения в качестве отражающих материалов рассматривались Mo, Ag, Ru, Rh и Pd. Расчёты для многослойных структур с совершенными границами раздела показали, что комбинация материалов Pd/BP обеспечивает самые высокие значения отражательной способности, превышающие 70 %, в спектральном диапазоне 9,2–10,0 нм [22]. Того же мнения и авторы работы [84]: максимально возможная отражательная способность для МИС Pd/BP, а также для МИС Pd/Sr может превысить 70 %.

3.1.5. Астрономический диапазон (17–35 нм). Диапазон длин волн экстремального ультрафиолета 17–35 нм является одним из наиболее интересных для современной астрофизики. Работающие в данном диапазоне приборы: телескопы, спектрометры, коронографы — позволяют проводить исследования белых карликов и межзвёздной среды, Солнца и атмосферы планет Солнечной системы [85, 86]. Участок солнечного спектра 17–35 нм является наиболее информативным для диагностики корональной плазмы, так как в него попадают её основные спектральные линии: Fe IX ($\lambda = 17,1$ нм), Fe XII ($\lambda = 19,5$ нм), Fe XIV ($\lambda = 21,1$ нм), Fe XV ($\lambda = 28,4$ нм), He II ($\lambda = 30,4$ нм), Fe XVI ($\lambda = 33,5$ нм). Решение задачи получения рентгеновских спектральных изображений солнечного диска и короны в излучении ионов железа и гелия, соответствующих монотемпературным слоям плазмы солнечной атмосферы в широком температурном интервале с высоким пространственным, спектральным и временным разрешением, является основой для наблюдения и исследования Солнца.

В частности, мультислой на основе Al ($\lambda_{L3} = 17,1$ нм) имеют потенциальное применение в производстве зеркал для области длин волн 17–19 нм, так как большое число многослойных комбинаций на основе алюминия обладает значительной отражательной способностью в этой области [87].

Две многослойные структуры на основе Al (SiC/Al и Zr/Al) были исследованы для использования на длинах волн, больших L-края поглощения Al [88–92]. В частности, система Al/Zr до сих пор обеспечивает самую высокую отражательную способность. Покрытие Al/Zr, имеющее период 8,85 нм, обеспечивает коэффициент отражения почти 60 % при $\lambda \approx 17,3$ нм. Мультислой Al/Zr имеют очень низкое напряжение плёнки и хорошую временную стабильность: прототип МИС не показал почти никаких изменений в отражательной способности по прошествии нескольких лет [93].

Многослойные структуры Y/Al также были исследованы экспериментально, однако было установлено, что МИС Y/Al имеют только ~ 18 % пикового отражения вблизи $\lambda \sim 19$ нм — значительно меньше, чем ожидалось теоретически. Более того, пиковое отражение этих покрытий неуклонно ухудшалось до 1 % и ниже после хранения на воздухе в течение ~ 300 дней [88].

МИС Mo/Al для длины волны 18,5 нм показала отражательную способность, равную 33,5 % [94].

Однако благодаря своим оптическим константам наиболее эффективным материалом для разделительных слоёв в диапазоне длин волн 25–35 нм является магний ($\lambda_{L3} = 25,1$ нм) [95].

Линия излучения He II ($\lambda = 30,4$ нм), выбранная для приложений солнечной физики, например, для изображения солнечной короны, требует высокой отражательной способности многослойных зеркал. Для проектирования зеркал, работающих на длине волны 30,4 нм, было изучено несколько комбинаций материалов на основе магния, включая SiC/Mg, B₄C/Mg, C/Mg, Co/Mg и Si/Mg [96, 97]. Показатели отражательной способности МИС Co/Mg и SiC/Mg оказались максимальными и достигали при почти нормальном падении 40,3 и 44,6 % соответственно. Полученные результаты показывают, что многослойные зеркала SiC/Mg, Co/Mg перспективны для использования на длине волны 30,4 нм.

МИС Mg/SiC привлекла внимание исследователей благодаря уникальной комбинации высокой отражательной способности (более 40 % [98, 99]), хорошей спектральной селективности, термической стабильности до 350 °C и почти полному отсутствию напряжения [99–102]. Однако система

SiC/Mg склонна к катастрофической деградации из-за коррозии Mg. Эта проблема сделала покрытия SiC/Mg непригодными для использования в приложениях, требующих стабильности в течение длительного срока службы, например, при работе с синхротронным излучением или в составе космических телескопов [102].

Mg/Co имеет лучшую термическую стабильность [103]. Кроме того, было показано [104], что в системе Co/Mg интерфейсы являются резкими и нет взаимной диффузии между слоями Co и Mg. Этот пример подчёркивает важность выбора материала в пару к магнию, который не вступал бы с ним во взаимодействие и по своим оптическим характеристикам обеспечивал высокий коэффициент отражения. К таким материалам относится цирконий. Магний и цирконий не взаимодействуют между собой. Авторы работы [105] показали, что термическая стабильность зеркал Zr/Mg при отжиге до 600 °C оказалась выше, чем у Y₂O₃/Mg, SiC/Mg и Co/Mg. Отражательная способность МИС Zr/Mg составляет 30,6 % на длине волны 30,4 нм. Коэффициент отражения слегка уменьшается с температурой отжига, когда она не выше 500 °C, и в конечном итоге падает до 15,1 % при 600 °C. Деградация характеристик объясняется шероховатостью границ раздела, вызванной релаксацией напряжений.

3.1.6. Диапазон 35–50 нм. На длинах волн ЭУФ более 40 нм расположена область, которая охватывает несколько важных линий солнечного спектра, включая Ne VII ($\lambda = 46,5$ нм), O V ($\lambda = 63,9$ нм) и O III ($\lambda = 83,5$ нм). В области длин волн 35–50 нм глубина проникновения излучения имеет абсолютный минимум для всего диапазона электромагнитных волн. Это до сих пор мешало разработке привлекательных многослойных покрытий, потому что излучение поглощается в самом внешнем слое и эффективность существенно зависит от поверхностного загрязнения. Кроме того, знание оптических констант подходящих отражающих материалов очень ограничено по тем же причинам, что затрудняет систематическое развитие и оптимизацию многослойных покрытий.

В переходных металлах (Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn) происходит конкуренция заполнения 3d- и 4s-оболочек. Оболочка 3d во всех этих элементах не заполнена, благодаря чему разрешён оптический переход 3p–3d из внутренней 3p-оболочки. Известно, что этому переходу соответствует сильный резонанс в спектрах поглощения всех переходных металлов. Идеальное сочетание возбуждений валентных и основных электронов делает первый элемент этой серии — Sc — наиболее перспективным для МИС, предназначенных для длин волн в интервале 35–50 нм, а анализ спектров поглощения и расчёты оптических констант [106] позволили выделить пару Sc/Si как наиболее подходящее покрытие [7, 77, 107].

Коэффициент отражения при нормальном падении для зеркал Sc/Si равен 30–54 % [108]. Полученные значения не являются, однако, пределами для покрытий Sc/Si. Теоретические оценки, а также исследования методом электронной микроскопии границ Sc/Si указывают на большой потенциал для дальнейшего повышения их отражательной способности [108, 109].

МИС нормального падения на основе Sc/Si нашли применение в таких важных областях, как рентгеновское лазерное излучение, рентгеновская микроскопия и астрофизика.

Количество МИС, разработанных в настоящее время для спектрального диапазона 50–115 нм, очень ограничено. В последнее время лантаниды и близкие к ним элементы привлекли внимание исследователей из-за их

относительно низкого поглощения в полосе ЭУФ [110]. В результате этих исследований выявлены те лантаниды, которые лучше соответствуют требованию низкого поглощения для длин волн в диапазоне 50–115 нм. Так, были разработаны многослойные устройства на основе Tb [111, 112], Gd [113, 114] и Nd [113] в сочетании с Si и SiC. Для длин волн, превышающих 69 нм, сообщалось о мультислоях на основе La и B_4C с максимумом отражательной способности при $\lambda = 90$ нм [115]. МИС La/ B_4C были созданы для диапазона 70–115 нм, и можно ожидать, что могут быть получены более эффективные многослойные плёнки.

Отражательная способность, превышающая 20 % при почти нормальном падении, была зафиксирована в МИС Si/Tb (SiC/Tb) для длины волны 60 нм [111]. МИС Si/Gd, разработанные для длины волны 62 нм, имели максимальный коэффициент отражения 26,2 % при угле падения 5° [114].

3.1.7. Диапазон ЖР. Если для оптики нормального падения длина волны 3 нм является в настоящее время пределом, то при наклонном (скользящем) падении многослойная оптика успешно используется и в диапазоне ЖР [7].

Из-за слабого поглощения РИ в спектральной области ЖР в качестве материалов для поглощающего слоя возможно использование химических элементов с большим атомным номером Z . Поэтому здесь следует выбрать пару материалов с высокой контрастностью плотности и низким поглощением. Соотношение плотностей является хорошим показателем отражательной способности для каждой границы раздела. Другими важными соображениями при проектировании и изготовлении многослойных зеркал являются временная стабильность и совместимость материалов. В идеальном случае выбранные материалы не должны химически реагировать или смешиваться друг с другом, избегая образования вторых фаз, тем самым повышая гладкость межслоевых границ и отражательную способность оптики.

Перечисленным требованиям соответствуют МИС W/Si [116–119], W/ B_4C [116, 120–123], W/SiC [116, 124, 125], Pt/C [117, 119, 124, 126], Pt/SiC [124], Ni/C [119, 123, 127], Ni/ B_4C [123, 127] и Cu/Si [128], "нацеленные" на применение в астрофизике.

Однако использование МИС на основе вольфрама ограничено энергией ниже К-края поглощения W (69,5 кэВ). Поскольку для целого ряда научных целей требуется использование диапазонов, простирающихся до 100 кэВ или даже за этот предел, необходим поиск подходящей пары материалов (без К-края поглощения в нужном энергетическом диапазоне). Альтернативами МИС W/Si являются мультислои Cu/Si, Mo/Si, Ni/C, Ni/ B_4C , Pt/C и Pt/SiC. За исключением МИС Pt/C (Pt/SiC), которая ограничена К-краем поглощения Pt (78,4 кэВ), все эти материалы способны к хорошей отражательной способности в энергетическом диапазоне от 20 до 100 кэВ и выше. МИС на основе W, Pt и Ni дают отличные результаты. Более высокая скорость осаждения кремния по сравнению с углеродом, по-видимому, могла бы сделать МИС Cu/Si лучшим выбором для зеркал, отражающих РИ с энергией за К-краем поглощения W, но она оказалась нестабильной [118] и поэтому непригодной для использования в рентгеновских телескопах. МИС Mo/Si, несмотря на её популярность для области ЭУФ, работает плохо выше 20 кэВ из-за её высокого коэффициента поглощения [119].

Несмотря на большое поглощение, такие МИС, как W/Si, всё ещё могут эффективно использоваться для зеркал, которые работают при энергиях, существенно превышающих 100 кэВ [118, 125].

3.2. Трёхкомпонентные МИС

В диапазоне длин волн от 1,3 до 6,8 нм авторы работы [129] изучали теоретически и экспериментально МИС с тремя или четырьмя материалами. Они продемонстрировали, что добавление третьего материала может улучшить отражательную способность, и предложили критерии отбора материалов. Принцип улучшения отражения основан на оптимизации распределения показателя преломления в периоде с учётом как коэффициента отражения отдельных слоёв, так и поглощения излучения во всей структуре [130].

Что касается более высокого диапазона длин волн ($\lambda > 50$ нм), то Ларрукерт разработал теорию для квазипериодических многокомпонентных МИС из высокопоглощающих материалов и установил правило выбора материалов, которые будут использоваться для оптимизации отражательной способности [130, 131]. К сожалению, эта теория не работает при $\lambda < 50$ нм, поскольку большинство материалов умеренно поглощают РИ. Тем не менее Ларрукерт предложил некоторые примеры многокомпонентных многослойных систем (для $\lambda = 30,4$ и 50 нм), используя то же правило отбора. Теоретически эти структуры обеспечивают увеличение отражательной способности, а особое увеличение происходит, когда третий материал добавляется к "классической" МИС [131].

Многокомпонентные МИС имеют больше границ раздела на постоянный оптический путь $\lambda/2$ (двухслойный период для стандартных мультислоёв), чем стандартные двухкомпонентные. Таким образом, большее количество границ вблизи внешней поверхности обеспечивает дополнительные вклады в интенсивность отражения.

Выбор материалов осуществляется нанесением индексов рефракции ($Re n$, β) всех доступных материалов на комплексную плоскость $Re n - \beta$, а также путём соединения экстремальных индексов рефракции для формирования замкнутого многоугольника (рис. 5). Минимальным многоугольником является многоугольник с минимальным количеством вершин, охватывающий оптические константы всех материалов; выбор материалов, оптические константы которых находятся внутри минимального многоугольника, приведёт к снижению коэффициента отражения независимо от количества материалов. Построив минимальный многоугольник, выбор и порядок укладки материала можно осуществить в режиме обхода минимального многоугольника по часовой стрелке (см. рис. 5) [132].

Как предсказывает теория [130, 131], последовательность нанесения материалов имеет решающее значение,

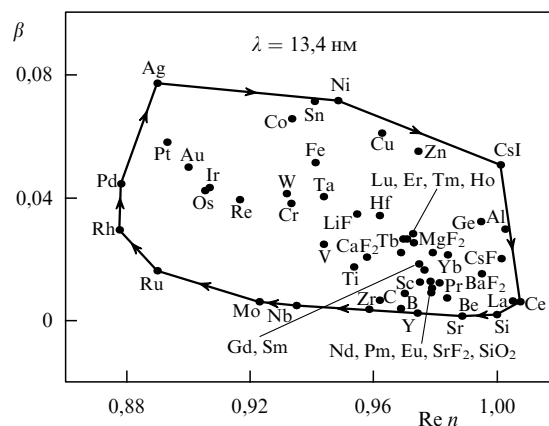


Рис. 5. Оптические константы материалов для $\lambda = 13,4$ нм. Минимальный многоугольник (сплошная линия) включает все материалы [132].

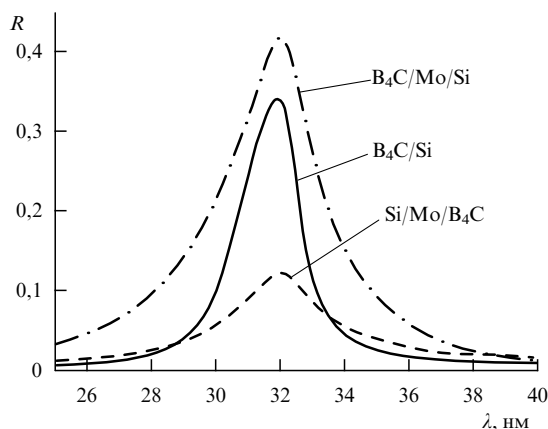


Рис. 6. Расчётные спектры отражательной способности в геометрии нормального падения оптимизированной МИС B_4C/Si (сплошная кривая), $B_4C/Mo/Si$ (штрихпунктирная кривая) и МИС $Si/Mo/B_4C$ с обратным порядком слоёв (штриховая кривая) [133].

когда используются три или большее число материалов. На рисунке 6 сравниваются спектральные отклики трёх МИС. Непрерывная кривая — моделирование стандартной МИС B_4C/Si , оптимизированной для $\lambda = 32$ нм. Штрихпунктир — симуляция МИС $B_4C/Mo/Si$. Штриховая кривая представляет собой отражательную способность той же трёхкомпонентной МИС с той же толщиной, но нанесённой в обратной последовательности: $Si/Mo/B_4C$. Относительное увеличение отражательной способности на 23 % наблюдается в оптимальной последовательности ($B_4C/Mo/Si$) и можно наблюдать снижение на 63 %, когда порядок нанесения МИС инвертируется [133].

Однако правила отбора Ларруккерта применимы не всегда [133, 134]. Одной из причин этого может быть нестабильность материалов и границ раздела, не учтённых теорией. Тем не менее правила, предложенные Ларруккертом в отношении выбора материалов, могут использоваться в качестве руководства для нахождения оптимальной структуры [133].

4. Расчёт параметров МИС

При оптимизации двухкомпонентной МИС основными параметрами являются: материалы слоёв A и B , их толщины, порядок слоёв ($ABAB...$ или $BABA...$), общее количество бислоёв N и период многослойной структуры d . В общем случае процесс оптимизации использует целевую (поисковую) функцию, которая определяется проектным заданием. Выбор подходящих многослойных материалов на основе оптических констант и стабильности материала служит отправной точкой процесса проектирования. Оптимизация отдельных конструкций — сложная задача, решить её можно только с использованием различных компьютерных алгоритмов. Важным технологическим ограничением является то, что оптимальная структура должна быть как можно более простой, т.е. необходимо избегать ультратонких слоёв и резко изменяемой толщины слоя [135].

Во всех случаях задача оптимизации сводится к многопараметрической процедуре минимизации или максимизации целевой функции [136]. Целевая функция (общая в теории оптимального управления) представляет собой среднеквадратичную ошибку между расчётным коэффициентом отражения и его целевым значением [137]. Оптимизация подразумевает нахождение глобального минимума целевой функции или, по крайней мере, достаточно глубокого

минимума, где значение среднеквадратической ошибки настолько мало, что рассчитанный профиль коэффициента отражения очень близок к желаемому. Поиск глобального минимума представляет собой чрезвычайно сложную проблему в задаче минимизации функции многих переменных. Большинство существующих подходов к задаче синтеза многослойных зеркал основано на сложных компьютерных программах, требующих к тому же длительных расчётов.

Соответствующие алгоритмы оптимизации позволяют найти оптимальную многослойную структуру, её дизайн и определить наиболее реалистичную многослойную структуру. В основе большинства таких алгоритмов лежат рекуррентные формулы Паррата [138]. Алгоритмы оптимизации делятся на локальные и глобальные [135, 139]. Первые относятся к ситуациям, в которых приблизительный диапазон оптимальных значений известен до оптимизации. Общие локальные алгоритмы в основном основаны на методах наименьшего градиента, в том числе на квазиньютоновском методе [140, 141], методе наискорейшего спуска (методе перевала) [142], алгоритме Левенберга–Марквардта (LM) [143, 144]. Последний метод работает лучше, когда начальные значения лежат вблизи глобального минимума, например, начальные значения могут быть вычислены аналитически из экспериментальной кривой отражательной способности [145], и может быть использован для уточнения расчётных значений параметров [146]. Симплекс-метод (симплекс-алгоритм) [147] находит ближайший локальный минимум. Более глобальный минимум может быть найден с использованием процедуры итерации.

Глобальные алгоритмы имеют большее пространство поиска, поэтому всегда требуется больше времени для поиска оптимальной структуры, чем в случае локальных алгоритмов, но и предотвращаются локальные результаты, которые "пропускают" глобальный оптимум. Глобальные алгоритмы играют более важную роль, чем локальные, из-за их более широких диапазонов и больших возможностей поиска. Глобальные алгоритмы часто основаны на природных явлениях и процессах. Генетические алгоритмы являются очень мощным классом алгоритмов минимизации [148]. Они успешно использовались несколькими авторами (см., например, [149, 150]). Алгоритм имитации отжига использует упорядоченный случайный поиск на основе аналогии с процессом образования веществом кристаллической структуры с минимальной энергией при охлаждении [151, 152]. Этот алгоритм реализован в программе для анализа многослойной структуры [153]. Известны также алгоритмы случайного поиска (RS) [154], топографической оптимизации [155], алгоритмы роя частиц (PSO) [156] и алгоритм оптимизации колонии муравьёв (муравьиные алгоритмы) (ACO) [157].

Для того чтобы справиться с большим количеством параметров, характеризующих многослойную структуру, и извлечь значения параметров, которые наилучшим образом соответствуют экспериментальным данным, был разработан ряд компьютерных программ, таких как PPM (Python Program for Multilayers), для выполнения быстрой многопараметрической оптимизации отражательной способности МИС при одной или одновременно при нескольких энергиях РИ [158, 159].

Для моделирования оптических свойств МИС может использоваться программное обеспечение IMD [160]. IMD позволяет одновременно моделировать до восьми независимых переменных, а также осуществлять оценку параметров (включая формирование доверительных интервалов).

В соответствии с различными требованиями к оптическим параметрам МИС оцениваются преимущества и не-

достатки конкретного алгоритма. Также при выборе подходящего алгоритма оптимизации необходимо соблюдать баланс между временем расчёта и точностью поиска.

5. Методы осаждения МИС

Следующим этапом изготовления МИС является нанесение многослойных покрытий на поверхность зеркала. В последние годы был достигнут значительный прогресс в области исследований и разработок многослойных структур [2, 5, 11, 161, 162]. Многие комбинации материалов и технологии осаждения могут регулярно использоваться в промышленном производственном процессе.

Большинство исследовательских групп, занимающихся многослойными покрытиями, применяют магнетронное распыление [5, 47, 163–166] как очень надёжный и продуктивный метод нанесения нанометровых высококачественных многослойных плёнок для ЭУФ и рентгеновских приложений [167]. Исключительная устойчивость процесса осаждения вместе с возможностью управления микроструктурой слоёв обеспечивают высокую повторяемость толщины слоя вдоль стека с большим количеством периодов [168]. Возможно, метод магнетронного распыления представляет собой лучший метод осаждения [169].

Помимо метода магнетронного распыления используются технологии осаждения ионным пучком [170, 171], испарения электронным пучком [49, 172, 173] и импульсного лазерного осаждения [174–176]. Импульсное лазерное осаждение успешно применяется для изготовления МИС, имеющих высокое оптическое качество. Выдающиеся возможности этого метода обеспечивают однородность толщин, точность процесса осаждения, формирование гладких границ раздела и подавление столбчатого роста тонких плёнок. Пригодность метода импульсного лазерного осаждения для синтеза рентгеновских оптических мультислоёв большой площади была продемонстрирована авторами работы [176].

Каждый метод имеет свои недостатки и особые преимущества. Во многих случаях оптимизированная композиция позволяет выбрать подходящую технологию осаждения, для того чтобы получить МИС максимальной эффективности.

6. Методы исследования МИС

В таблице сведены параметры некоторых МИС, выращенных для использования в качестве зеркал в геометрии нормального падения: период бислойа ($d \approx \lambda/2$), количество бислойов N , параметр γ , рассчитанный (R_{theor}) и измеренный (R_{exp}) коэффициент отражения, а также спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$. Для всех приведённых примеров величина R_{exp} меньше R_{theor} . Среди всего многообразия наблюдаемых дефектов (наличие примесей, отклонение плотностей слоёв от табличных значений, состояние поверхности МИС и др.) первостепенную роль в ухудшении оптических характеристик МИС играют шероховатости границ раздела и переходные слои.

Переходный слой на границах между плёнками определяется как сложными физико-химическими процессами роста сверхтонких плёнок, так и межплоскостными неровностями, наследуемыми от исходных неровностей подложки. Размер островков, степень сплошности плёнок и исходные неровности подложки формируют геометрический профиль границ раздела, влияние которого на рассеяние РИ можно характеризовать шероховатостью σ_r . Перемешивание слоёв, обусловленное процессами взаимодиффузии в процессе роста, приводит к размытию скачка

Таблица. Оптические характеристики (расчёт и эксперимент) МИС нормального падения в диапазоне длин волн 3–17,4 нм

λ , нм	МИС	d , нм	N	γ	R_{theor}	R_{exp}	$\lambda/\Delta\lambda$	Литература
3,14	Cr/Sc	1,56	—	—	0,46	0,15	—	[28]
4,47	Cr/Sc	2,21	200	—	0,24	0,075	186	[177]
4,47	Co/C	2,26	200	—	0,38	0,148	153	[178]
6,7	La/B ₄ C	3,39	150	—	0,65	0,44	120	[179]
8,5	Sb/B ₄ C	—	300	—	0,378	0,18	—	[70]
9,5	Mo/Y	—	120	0,42	—	0,384	—	[79]
11,34	Mo/Be	5,74	70	—	0,750	0,702	38	[180]
13,2	Mo/Si	6,8	50	0,41	0,76	0,66	26	[90]
17,35	Zr/Al	8,7	50	0,37	0,63	0,56	29	[90]

электронной плотности на границе и может быть представлено средней глубиной перемешивания σ_d . Определение параметров σ_r и σ_d , минимальных толщин плёнок, при которых сохраняется их сплошность, представляется важным с точки зрения понимания физики роста МИС, а также позволит технологам оптимизировать процесс изготовления структур [181].

Если средний градиент состава на границе слоёв представлен гауссовой полушириной σ , то для m -го порядка коэффициент отражения R_σ описывается формулой [182]

$$R_\sigma = R_0 \exp \left(- \frac{16\pi^2 \sigma^2 n_A n_B \sin \theta_A \sin \theta_B}{\lambda^2} \right), \quad (11)$$

где R_0 — коэффициент отражения для случая идеальной МИС при $\sigma = 0$, n_A и n_B — показатели преломления, а θ_A , θ_B — углы скольжения для двух компонентов многослойной структуры.

Общая ширина интерфейса σ может быть вычислена как квадратичная сумма:

$$\sigma^2 = \sigma_r^2 + \sigma_d^2. \quad (12)$$

Для того чтобы прийти к правильному представлению о структуре бислойа, необходимо привлечь более сложные структурные модели с описанием градиентных интердиффузионных слоёв. Это неизбежно увеличит количество параметров, которые могут быть определены только при совместном анализе МИС несколькими экспериментальными методами. В ряде научных работ [30, 104, 177, 183–187] для структурной характеристики МИС использовался симбиоз двух или более методов, в том числе неразрушающих: рентгеновской рефлектометрии [188, 189], рентгеновской эмиссионной спектроскопии (EXAFS) [190], спектроскопии ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [191], техники стоячих рентгеновских волн (спектрального флуоресцентного анализа) [192], диффузного рассеяния [193, 194], атомно-силовой микроскопии [195, 196], рентгеновской эмиссионной спектроскопии [197], а также разрушающих методов: времяпролётной вторично-ионной масс-спектрометрии (ToF-SIMS) [198] и просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) [199].

Наиболее эффективным структурным методом исследования характеристик МИС является рентгеновская рефлектометрия. Она позволяет определить толщину и электронную плотность слоёв, флуктуации толщин, ширину переходных слоёв σ и их асимметрию [52, 59, 200]. Кроме того,

она является наиболее эффективной системой *in situ*-мониторинга толщин наносимых слоёв во время роста МИС [201].

Вследствие реакции с окружающей средой в выращенных многослойных плёнках измеренные толщины слоя, шероховатость и параметры плотности верхних слоёв, определяющих свойства МИС, значительно отличаются от параметров нижних слоёв. Метод рентгеновской рефлектометрии не так чувствителен к параметрам верхнего слоя, особенно в случае многослойных образцов. Для характеристики приповерхностных слоёв используется рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия [187].

Знать, какой именно дефект (σ_r или σ_d) вызывает падение отражательной способности, важно по ряду причин. В первую очередь данное знание позволяет внести необходимые корректировки в технологию изготовления МИС с целью устранения данного дефекта. Кроме того, шероховатость, в отличие от перемешанных зон, существенно влияет не только на коэффициент отражения, но и на разрешение оптической системы, основанной на МИС [202]. Поэтому важно уметь разделять вклады σ_r и σ_d в общую ширину интерфейса σ . Эксперименты по рентгеновской флуоресценции на основе метода стоячих рентгеновских волн обеспечивают определение толщины диффузионного слоя σ_d [30], а из угловых зависимостей интенсивности диффузного рассеяния РИ можно получить информацию о корреляционной функции профиля шероховатостей и найти параметр σ_r [181].

При осаждении слоёв могут действовать и факторы, влияние которых на коэффициент отражения не всегда однозначно. Так, например, кристаллизация материала в плёнках, с одной стороны, должна приводить к увеличению шероховатости границ слоёв, т.е. действие это отрицательно. С другой стороны, при кристаллизации вещества увеличивается его плотность, что для материалов сильно поглощающих слоёв — явно положительный фактор, поскольку при этом увеличивается скачок диэлектрической проницаемости. Отрицательным эффектом поликристалличности является диффузия вдоль границ зёрен, скорость которой обычно велика, что может привести к нарушению сплошности слоёв [181]. Изучение микроструктуры слоёв и переходных областей возможно с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

Другой разрушающий метод — времяпролётная вторично-ионная масс-спектрометрия — используется для изучения распределения по глубине различных элементов, присутствующих в МИС.

Спектры ЯМР дают распределение атомов в зависимости от их резонансной частоты. ЯМР-частота чувствительна к локальной окружающей среде зондируемых атомов: их числу, природе и симметрии [203].

Оставшиеся два неразрушающих метода — рентгеновская эмиссионная спектроскопия и атомно-силовая микроскопия — используются для определения химического состояния атомов в мультислоях и наличия какого-либо межфазного соединения, а также для изучения неровностей поверхностей подложек и МИС соответственно.

Таким образом, рассмотренные кратко экспериментальные методы позволяют осуществить полную структурную характеристику МИС.

7. Методы структурного совершенствования МИС

МИС являются ключевыми оптическими компонентами в диапазоне длин волн МР и ЭУФ. Однако, поскольку все твёрдые материалы сильно поглощают РИ в названных диапазонах длин волн, зеркала ЭУФ легко подвержены

значительному нагреву. С учётом растущей мощности источников излучения в области МР и ЭУФ (синхротронов [204], лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [205], генераторов высоких гармоник [206], разрядных капиллярных лазеров [207]) стабильность многослойной оптики становится решающим фактором. Поэтому исследователи сталкиваются с необходимостью увеличения временной, термической и механической стабильности МИС.

7.1. Методы снижения взаимной диффузии

Для улучшения термической стабильности многослойных зеркал используются две стратегии. Первая, применимая к структурам с коротким периодом, делает особый акцент на выборе компонентов, находящихся в фазовом равновесии друг с другом. Для этой цели чистые компоненты часто заменяются сплавами или соединениями. Вторая использует антидиффузионные барьеры между слоями для предотвращения растворения и химических реакций компонентов. Эта стратегия выглядит предпочтительнее для длинно-периодных МИС [208].

7.1.1. Барьерные слои. Улучшение многослойной стабильности и/или уменьшение толщины диффузионного слоя было достигнуто для нескольких комбинаций материалов введением на границе раздела тонкого слоя (так называемого барьерного слоя), обычно толщиной от 0,3 до 1 нм [50].

V_4C — стабильная керамика, а также распространённый диффузионный барьерный слой. Эффективность барьерного слоя V_4C была продемонстрирована для нескольких многослойных структур. Диффузионные барьеры V_4C толщиной от 0,3 до 1,0 нм увеличивают термическую стабильность с 150 до 400 °С для МИС Mo/Si [209] и с 100 до 200 °С для МИС Sc/Si [210].

Уменьшение взаимной диффузии за счёт введения слоя V_4C экспериментально доказано в работе [211]: средняя толщина межфазной области оценивается как $0,9 \pm 0,2$ нм для мультислоёв Mo/Si и $0,5 \pm 0,1$ нм для $\text{Mo/V}_4\text{C/Si/V}_4\text{C}$.

Диффузионные барьеры, состоящие из C или V_4C , способствуют образованию соединений с материалами МИС, которые стабильны вплоть до максимальных температур и времени отжига [212]. Введение барьерных слоёв C и V_4C уменьшает образование хорошо известных зон смешивания MoSi_x [213] на границах раздела и улучшает оптический контраст между поглотительным и разделительным слоями. Благодаря использованию этих барьеров отражательная способность МИС была увеличена с 68,7 % ($\lambda = 13,46$ нм, $90^\circ - \theta = 1,5^\circ$) для мультислоёв Mo/Si и до 69,9 % ($\lambda = 13,5$ нм, $90^\circ - \theta = 1,5^\circ$) для мультислоёв $\text{Mo/V}_4\text{C/Si/C}$ [214].

В работе [215] сообщалось о влиянии барьерных слоёв Ve на коэффициенты отражения многослойных зеркал Mo/Be/Si . Исследуемые образцы имели коэффициенты отражения выше 71 % при $\lambda = 13,5$ нм и более 72 % при $\lambda = 12,9$ нм в режиме, близком к нормальному падению. Расчёты показали, что путём оптимизации толщины слоя Ve возможно увеличить коэффициент отражения ещё на 0,5–1 %. Эти результаты представляют значительный интерес для ЭУФ-литографии.

Основной недостаток зеркал Sc/Si — низкая термическая устойчивость, которая является следствием термодинамической нестабильности таких структур. Согласно фазовой диаграмме, скандий и кремний образуют ряд промежуточных соединений — силицидов, появление которых следует ожидать уже на этапе изготовления зеркала. Если во время эксплуатации зеркало подвергается термическому или радиационному воздействию, то это вызывает

дальнейшее протекание процессов силицидообразования. Образование силицидов сопровождается большим изменением удельного объёма, что приводит к изменению периода многослойного зеркала, а следовательно, и к изменению резонансной длины волны. Вследствие этого зеркало выходит из резонанса, в результате чего коэффициент отражения на рабочей длине волны резко уменьшается [216].

Для МИС Sc/Si использовались различные барьерные материалы [217]. Показано [208], что слои W толщиной 0,5–0,8 нм, размещённые на границах раздела Sc/Si, образуют эффективные барьеры, препятствующие диффузии Si в Sc. Многослойные плёнки Sc/W/Si/W с периодом 20,5 нм, изготовленные с помощью магнетронного распыления, обладали термической стабильностью до 250 °C и коэффициентом отражения 24 % при нормальном падении и длинах волн около 40 нм. Хотя вольфрам является эффективным диффузионным барьером, его высокое поглощение вызывает потерю отражательной способности. Обнаружено [218], что использование B_4C повышает термическую стабильность многослойных плёнок Sc/Si с уменьшением отражательной способности лишь на несколько процентов.

Для МИС Sc/Si перспективными могут оказаться барьерные слои CrB_2 . Материал CrB_2 был выбран авторами работы [219] из-за его высокой температуры плавления (2473 K), а также из-за того, что хром не взаимодействует со скандием.

Сверхтонкие барьерные слои B_4C недавно были успешно использованы для подавления интердиффузии между Cr и V в МИС Cr/V [220]. Результаты рентгеновской рефлектометрии показали, что ширина многослойных интерфейсов значительно снижается до 0,21–0,31 нм после введения на обоих интерфейсах барьерных слоёв B_4C толщиной 0,1 нм [221].

Оптические характеристики МИС Mg/Co остаются стабильными, если многослойный стек не отжигается при температуре выше 200 °C [222]. Для того чтобы увеличить этот предел температуры, в Mg/Co вводились барьерные слои из B_4C , Mo и Zr. Из анализа эволюции отражательной способности в зависимости от температуры отжига был сделан вывод о том, что B_4C не подходит для МИС Mg/Co, так как для Mg и B_4C может иметь место межслоевая диффузия. Введение Mo улучшает термическую стабильность до 300 °C, но сопровождается потерей отражательной способности. Введение Zr значительно улучшает термическую стабильность Mg/Co (до 400 °C) без ухудшения коэффициента отражения. Использование барьерного слоя Zr представляет собой эффективный метод повышения термической стабильности многослойного материала Mg/Co для приложений в области ЭУФ-излучения [134, 183, 222].

Авторам работы [61] удалось в значительной мере подавить образование переходных слоёв в структуре La/ B_4C благодаря использованию тончайших (~ 3 Å) барьерных слоёв углерода и за счёт этого добиться рекордного значения коэффициента отражения (58,6 %, $\lambda = 66,6$ Å) для этой периодической структуры в геометрии нормального падения.

Коэффициенты отражения МИС Si/Gd указывают на возможность образования силицидов на границах Si–Gd. B_4C , W и SiN были использованы в качестве интерфейсных барьерных слоёв для улучшения коэффициента отражения Si/Gd. Для МИС Si/W/Gd и Si/ B_4C /Gd наблюдалось увеличение коэффициента отражения более чем на 8 % [114].

На рисунке 7 показаны электронно-микроскопические изображения плёнок Si/Gd (а) и Si/Gd с барьерным слоем W (б) после отжига в течение одного часа при температуре 300 °C [223]. Хотя структура слоёв всё ещё очевидна в плёнке Si/Gd, "чистые" слои Si и Gd намного тоньше, а контраст между слоями Si и Gd ослаблен: прослойки Si–Gd, по

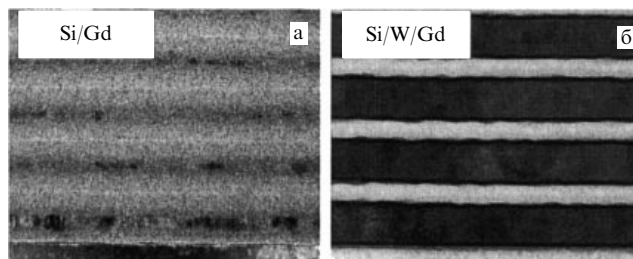


Рис. 7. Электронно-микроскопические изображения продольного среза МИС Si/Gd (а) и Si/W/Gd (б). Барьерные слои W имеют толщину 1,8 нм; толщины слоёв Si и Gd в плёнке Si/W/Gd $\sim 11,1$ и $\sim 21,0$ нм соответственно [223].

существу, увеличились, по-видимому, потребляя в процессе отжига большую часть "чистых" слоёв Si и Gd. Напротив, отожжённая плёнка Si/W/Gd практически не изменилась. Барьерные слои W в этой плёнке имеют толщину 1,8 нм и, очевидно, для этой структуры являются довольно эффективными антидиффузионными барьерами, по крайней мере, до температуры отжига 300 °C.

Однако добавление дополнительного слоя приводит к изменению фазы волн, отражающихся от разных интерфейсов, при выполнении условия Брэгга, и, тем самым, возникающее фазовое несоответствие снижает отражательную способность. Следовательно, чтобы минимизировать несоответствие фаз, барьерный слой должен быть сверхтонким, что требует строгого контроля процесса осаждения [224].

7.1.2. Соединения и сплавы. Для того чтобы избежать или, по крайней мере, уменьшить взаимную диффузию и образование соединений, предпочтительно создание МИС, в которой один или даже оба слоя (разделительный и поглотительный) состоят из стабильного соединения.

Известно, что карбиды тугоплавких металлов (Mo, W, Nb) обладают отличными физическими свойствами, такими как высокая температура плавления, хорошая электропроводность и экстремальная твёрдость. Поэтому МИС, состоящая из поглотительного слоя карбида металла с разделительным слоем Si или SiC, должна обладать хорошей отражательной способностью и термостабильностью.

Например, МИС Mo_2C/Si показала превосходную термическую стабильность до 400 °C [225] и даже до 600 °C при максимальной отражательной способности в геометрии нормального падения 61,8 % ($\lambda = 13,0$ нм) [226]. Хорошую стабильность продемонстрировали такие МИС, как NbC/Si [227], WC/SiC [228] и Mo_2C/B_4C [229].

По сравнению с другими традиционными многослойными системами на основе кремния, такими как W/Si, система WSi_2/Si имеет не только меньшую плотность и более низкое поглощение, но также химически более стабильна, поскольку WSi_2 уже является силицидом. Таким образом, для мультислоёв WSi_2/Si ожидается улучшенная термическая стабильность и формирование резких границ раздела [230].

Многослойные рентгеновские зеркала Mo_xSi_{1-x}/Si для МР-излучения показывают высокую термическую стабильность до 900 °C, тогда как мультислои Mo/Si с теми же периодами разрушаются при 600 °C [231]. Так, МИС $MoSi_2/Si$ с высокой отражательной способностью оказалась намного более стабильной из-за термодинамического равновесия компонентов $MoSi_2$ и Si на границе раздела [232].

Использование Mg для создания МИС ограничивается двумя важными свойствами этого материала: низкой температурой плавления ($T_m = 923$ K) и высокой химической активностью. Вследствие высокой химической активности в

процессе изготовления и последующей эксплуатации происходит межслоевое взаимодействие Mg с большинством перспективных для создания МИС материалов, что сопровождается потерей отражательной способности. Компромиссным вариантом может быть переход к химическому соединению на основе Mg. Так, соединение Mg_2Si является более тугоплавким, чем Mg, и менее химически активным. Перспективность этой пары материалов для создания МИС обусловлена также тем, что это эвтектическая система, благодаря чему исключается межслоевое взаимодействие. Теоретический расчёт отражательной способности МИС Si/Mg_2Si показал, что, несмотря на структурно-фазовые превращения, происходящие при нагреве, она способна обеспечить коэффициент отражения на уровне 34 % на длине волны 30,4 нм при нормальном угле падения даже при температуре 500 °C [233].

7.1.3. Азотирование. Реактивное распыление с азотом (азотирование) может значительно подавить интердиффузию между соседними слоями, как показано для МИС Cr/Sc [234], La/B [235] и Pd/Y [84], благодаря образованию стабильных нитридов металлов. Если при этом оптические константы слоёв не были сильно изменены, то можно получить более высокую отражательную способность по сравнению с МИС, изготовленной традиционным способом. Термическая стабильность азотированного многослойного материала также может быть улучшена, что важно для зеркал, работающих при высокой тепловой нагрузке [32]. С учётом этих преимуществ реактивное распыление азота может стать перспективным методом улучшения эффективности и расширения границ многослойной рентгеновской оптики [236].

В работе [237] представлено экспериментальное сравнение нескольких короткопериодных МИС на основе Sc, включая CrN_x/Sc и Cr/Sc с барьерными слоями B_4C . Наилучшие результаты достигнуты при азотировании слоёв Cr и добавлении барьерных слоёв B_4C . Вблизи нормального падения измеренное отражение достигло 23 % при энергии фотонов 397 эВ. Предложена модель МИС $CrN_x/B_4C/Sc$, которая позволяет прогнозировать величину коэффициента отражения более 32 %.

7.1.4. Отжиг. Импульсная лазерная диффузия может использоваться для контролируемой манипуляции структурой границ раздела МИС [238]. В зависимости от смешиваемости или несмешиваемости материалов МИС границы могут быть сделаны размытыми или резкими; последнее объясняется процессом обратной диффузии. Обратная диффузия двух элементов на границах раздела наблюдалась в МИС Co/Au, Co/Ag, Co/C и CoN/CN, отожжённых до 250 °C [238, 239].

7.2. Методы уменьшения шероховатости границ раздела

Введение антидиффузионного барьера в некоторых случаях может также способствовать уменьшению шероховатости границ раздела.

Известно, что МИС SiC/Al теряют в величине коэффициента отражения при нагреве до 300 °C [240]. Это происходит вследствие развития шероховатости за счёт неоднородного роста зёрен алюминия. При этом существенной межслоевой диффузии не наблюдается [240, 241]. Добавление тонкого слоя Mo на границе SiC-на-Al уменьшило шероховатость и, таким образом, улучшило оптические характеристики этой системы: интерфейсы мультислоёв Al/W/SiC и Al/Mo/SiC стали более резкими, чем интерфейсы системы Al/SiC [87, 89, 241].

Аналогичные результаты были получены в работе [220]. МИС Cr/ B_4C/V с большим количеством бислоёв ($N = 300$) обнаруживает те же малые значения ширины переходной области, что и до введения буферного слоя B_4C в МИС Cr/V, в то время как шероховатость интерфейсов уменьшилась. Согласно измерениям с применением электронной микроскопии, уменьшение шероховатости с помощью барьерных слоёв можно объяснить подавлением кристаллизации ванадия внутри МИС.

Кстати, замечено [50], что нахождение карбида бора на границах раздела МИС Mo/Si приводит к уменьшению образования силицидов. В результате границы раздела становятся более резкими.

7.2.1. Ионная полировка (ионное сглаживание). Для того чтобы получить очень гладкие интерфейсы, которые сводят к минимуму диффузное рассеяние РИ, обычным является ионное осаждение для полировки каждого слоя. При этом используется отдельная ионная пушка [242] (с энергией ионов в несколько сотен электронвольт) либо после ионного осаждения, либо во время осаждения, для того чтобы помочь осаждённым атомам достичь локальных позиций, соответствующих минимальной энергии системы [28, 36, 243].

Значительное сглаживание поверхностей, приводящее к более резким границам, впервые было продемонстрировано Спиллером на МИС RhRu/C [244] и авторами работы [245] на мультислоях W/C. Вскоре после этих первых публикаций об успешном применении сглаживания ионным пучком было сообщено в работе [246] для МИС Mo/Si с коротким периодом и Луисом и др. [247] для покрытий в диапазоне ЭУФ-излучения. Первоначально большинство сглаживающих экспериментов проводилось с ионами Ag^+ . Однако из-за небольших размеров Ag^+ проникает глубоко в слои и, следовательно, может повредить границу под слоем. Для уменьшения этого эффекта может оказаться перспективным использование иона большего размера, такого как Kg^+ . Использование как Ag^+ , так и Kg^+ было исследовано в работах [248, 249]. Авторы работы [250] показали, что ионное распыление Kg^+ с энергией 400 эВ (с использованием распылённых атомов Sc и Cr с кинетической энергией около 10 эВ) является наилучшим компромиссом для оптимизированного роста бездефектных, плотных и гладких слоёв с резкими границами [11].

7.2.2. Рабочее давление. В работе [251] отмечалось, что шероховатость поверхности МИС Si/C возрастала с 0,13 до 0,29 нм при увеличении рабочего давления с 0,13 до 0,52 Па, а отражательная способность образцов с 20 бислоями постепенно снижалась с 26,3 % до 18,9 %. Максимальная отражательная способность, равная 33,2 %, получена на образце с 50 бислоями, изготовленном под рабочим давлением 0,13 Па.

Увеличение шероховатости с увеличением рабочего давления аргона отмечалось также при выращивании МИС Mo/Si [252], W/Si [253], Nb/Si [254].

7.2.3. Подложка. На отражательные характеристики и изображающие свойства МИС существенное влияние оказывают подложки, на которые они наносятся. Наряду с общим требованием на атомарную гладкость, к подложкам предъявляются и специфические требования, связанные с особенностями задач, решаемых с помощью МИС.

Наиболее простая модель предполагает, что шероховатость подложки даёт постоянный вклад в шероховатость

плёнки независимо от толщины последней. В то же время эта простая модель игнорирует тот факт, что "память" о шероховатости подложки постепенно теряется в процессе роста плёнки [255]. В общем случае вклад от шероховатости подложки зависит от времени и уменьшается при росте плёнки [256].

В работе [257] представлен обзор спецификации подложек, способов их изготовления и метрологии для литографии, синхротронных источников, ЛСЭ, физики Солнца и астрономии. Представлены основные материалы для подложек со сверхнизким коэффициентом расширения, подложки из кремния и карбида кремния. Также обсуждаются отдельные новые материалы подложек и технологии их изготовления.

7.2.4. Потенциал смещения. В отсутствие потенциала смещения, приложенного к подложке во время осаждения слоя кремния, шероховатость границы раздела имеет тенденцию развиваться от подложки до поверхности многослойного стека, в конечном итоге формируя столбчатую структуру внутри МИС Mo/Si. Если отрицательный потенциал смещения (до -200 В) прикладывается к подложке во время осаждения кремниевого слоя, то это способствует образованию более гладких границ раздела и улучшению морфологии слоя [258]. При приложении отрицательного потенциала к подложке во время распыления ширина переходной зоны в МИС может уменьшиться, как было обнаружено в работе [259], поскольку усиленная бомбардировка растущей плёнки ионами Ag может эффективно увеличить подвижность адатома, что приводит к уменьшению шероховатости между слоями [260].

7.2.5. Температура подложки. В ходе экспериментов по оптимизации параметров МИС Mo/Si в ряде работ [172, 181, 261, 262] была обнаружена зависимость величины шероховатости границ от температуры подложки, причём минимальная шероховатость соответствовала температуре в диапазоне $120-250^\circ\text{C}$.

Кривая зависимости шероховатости границы от температуры подложки (рис. 8) имеет резкий минимум при шероховатости $0,33$ нм для многослойной плёнки Mo/Si, осаждённой при 215°C [262]. Этот минимум авторы объясняют конкуренцией двух процессов. С увеличением температуры подложки происходит сглаживание, вызванное поверхностной диффузией, что приводит к уменьшению шероховатости границы. Второй процесс — улучшенное

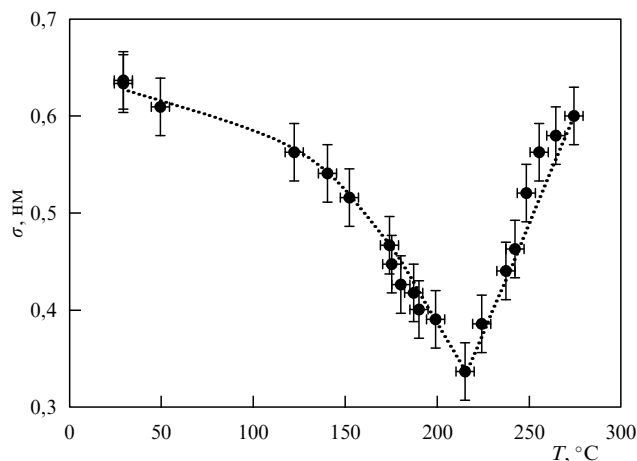


Рис. 8. Измеренная шероховатость интерфейса в зависимости от температуры подложки во время осаждения МИС [262].

температурное перемешивание — увеличивает шероховатость и доминирует при температурах выше 215°C .

Криогенное осаждение МИС Mo/Si было выполнено разными авторами [252, 263, 264]. Огура [263] и Ниибе [252] исследовали температурную зависимость шероховатости и отражательной способности многослойных зеркал Mo/Si, нанесённых методом испарения электронным пучком. Ими было обнаружено, что при температуре подложки во время осаждения -155°C зеркала имеют более низкую шероховатость по сравнению с осаждением при комнатной температуре. Этот результат можно объяснить тем, что при более низкой температуре подложки скорость зародышеобразования в начале стадии роста плёнки выше. Это приводит к увеличению числа центров зародышеобразования, и, следовательно, к более гладким границам. Такой механизм согласуется с эффектом сглаживания, наблюдаемым при значительно более высоких температурах [11].

7.3. Методы уменьшения напряжения

Из-за строгих требований к оптике МИС в области МР и ЭУФ желательно минимизировать деформацию, вызванную многослойным плёночным напряжением. Такая деформация может привести к изгибу подложки или расслоению плёнки. Однако напряжение должно быть уменьшено или компенсировано без снижения отражательной способности МИС.

Оптимизированные МИС Mo/Si обычно имеют сжимающее напряжение -420 МПа, а МИС Mo/Be — напряжение растяжения $+330$ МПа [56]. Этот уровень напряжения достаточно большой, чтобы, например, деформировать изображение проекционной оптики в литографической системе.

Результаты, полученные при исследовании напряжений, показали, что напряжение в плёнке может управляться условиями осаждения, такими как азотирование [265, 266], давление аргона [56, 251, 267] и даже давление в вакуумной системе до осаждения [267].

Другие методы снижения напряжения в многослойных плёнках Mo/Si включали отжиг после осаждения [56, 225, 268–270], введение антистрессовых буферных слоёв [56, 271–273], а также изменение фракции γ [56, 274–277].

В работах [56, 271] выполнялось исследование отжига при осаждении Mo/Si: при 200°C наблюдалось снижение напряжения на 70 %, как и для отжига после осаждения. Однако потеря отражения составила 3,9 % против 1,3 % для отжига после осаждения. Отсюда следует, что если отжиг выполняется на плёнках, то это должно быть сделано после многослойного осаждения.

Также при отжиге было исследовано уменьшение остаточного напряжения мультислоёв Mo/Si и Mo₂C/Si [225]. Используя медленный термический отжиг (1°C мин^{-1}), удалось снизить напряжение с -520 МПа до нуля путём нагрева образцов Mo/Si до 310°C . Однако это привело к снижению отражательной способности примерно на 3–4 %. С другой стороны, можно уменьшить напряжение МИС Mo₂C/Si с -490 МПа до нуля отжигом без значительной потери отражательной способности.

Многослойные структуры Mo/V₄C, нанесённые при низком давлении распыления, имеют высокое сжимающее напряжение. Нулевое напряжение может быть достигнуто при $360-370^\circ\text{C}$, но отжиг при $< 200^\circ\text{C}$ является достаточным для снижения напряжения на ~ 40 % [270]. Эта релаксация напряжений сопровождается увеличением многослойного периода на $\sim 0,02$ нм и снижением отражательной способности нормального падения $< 0,5$ %. Многослойный период остаётся стабильным до $\sim 600^\circ\text{C}$, в то время как внутреннее напряжение изменяет знак.

Поскольку не было определено, могут ли подложки выдерживать высокотемпературный отжиг, авторами работы [270] было решено, что для снижения риска также необходимо разработать жизнеспособную нетепловую (атермальную) методику снижения напряжения, не вызывающую необратимой деформации многослойной оптики. Например, для уменьшения напряжения, но за счёт снижения коэффициента отражения, в работе [272] каждый слой Мо был заменён сэндвичем Мо/Ru/Мо.

Используя технику нанесения буферного слоя аморфного кремния для МИС Мо/Ве и буферного слоя Мо/Ве для МИС Мо/Si, удалось получить мультислой с почти нулевым напряжением и потерей отражения менее 1 % [271]. Так, были получены МИС Мо/Ве с 68,7 %-ным отражением при $\lambda = 1,4$ нм и МИС Мо/Si с коэффициентом отражения 66,5 % ($\lambda = 13,3$ нм) при значениях напряжения менее 30 МПа.

Напряжение в МИС может изменяться со временем даже при комнатной температуре. Важно, чтобы многослойная оптика была стабильной во времени. Для Мо/Si с буферным слоем Мо/Ве напряжение изменялось от -28 до $+3$ МПа, а коэффициент отражения уменьшался примерно на 0,4 % в течение более чем 300 дней. Для Мо/Ве с буферным слоем аморфного Si напряжение изменялось от -23 до -3 МПа, а коэффициент отражения уменьшался на 1,8 % за то же время [271].

Если напряжение в слоях *A* является сжимающим, а напряжение в слоях *B* — растягивающим, то напряжение многослойного стека может быть либо сжимающим, либо растягивающим (или нулевым) в зависимости от относительной толщины слоя.

В работе [275] плёнки W/Cr были получены методом магнетронного распыления в аргоне и состояли из слоёв W толщиной 25–50 нм, нанесённых на слой Cr толщиной 5–10 нм. Условия осаждения регулировались так, что слой W находился в напряжении сжатия, а слой Cr — в напряжении растяжения, так что при заданном подборе толщины слоя, обусловленном требованиями к оптическому контрасту, напряжение в бислое минимизировалось путём балансировки напряжений в двух металлических слоях.

Было обнаружено [276], что значения напряжения увеличиваются почти линейно с увеличением γ (рис. 9). Переключение знака напряжения происходит для $\gamma \sim 0,5$. Это значение делит диапазон γ на две части: более низкие значения приводят к сжимающему напряжению, а более высокие значения дают растягивающее напряжение.

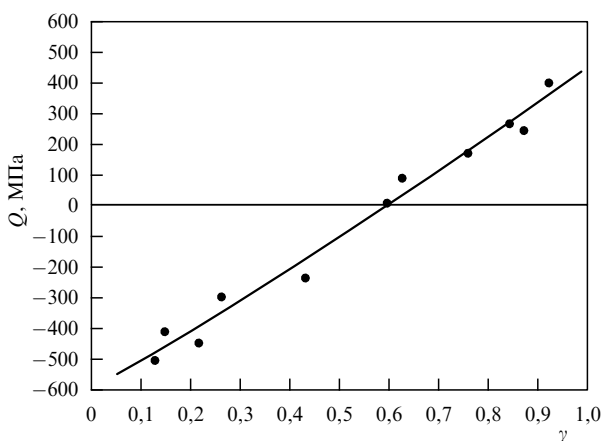


Рис. 9. Напряжение Q в МИС Мо/Si, полученных методом магнетронного распыления, в зависимости от фракции Мо γ при фиксированной толщине бислоя 6,8 нм [276].

Известно, что отражательная способность МИС Мо/Si во многом зависит от параметра $\gamma = d_{\text{Мо}}/d$ и в спектральной области 13–13,7 нм достигает максимального значения при $\gamma \approx 0,42–0,44$ [276]. Изменение отношения толщин Мо и Si может быть использовано для снижения напряжений до почти нулевых уровней при $\gamma \approx 0,6$ (см. рис. 9), но при большой потере отражения ($R \approx 54–57\%$) [276]. Изменение фракции молибдена в МИС, полученных испарением электронным пучком, приводит к результату, аналогичному таковому для покрытий, полученных техникой магнетронного распыления, хотя и при других значениях γ . В работе [277] изготовлена МИС Мо/Si с 30 периодами, $d = 7$ нм и $\gamma = 0,7$. Многослойный "смягчённый" стек с высоким коэффициентом отражения (69 %) демонстрирует уменьшенное значение напряжения, равное -33 МПа. Также установлено, что число периодов такой МИС не влияет на величину напряжения в диапазоне N от 20 до 50, а изменение d -интервала оказывает небольшое влияние на остаточное напряжение.

7.4. Методы повышения радиационной, временной, коррозионной стойкости

Загрязнение оптических поверхностей в результате взаимодействия РИ с атомами фоновых вакуумных газов сокращает время жизни оптики и является одной из основных проблем многослойной оптики, используемой в сочетании с интенсивными источниками РИ, такими как мощные лазеры, источники СИ или источники плазмы в инструментах ЭУФ-литографии. На пути коммерциализации ЭУФ-литографии необходимо решить главную проблему увеличения срока службы проекционной оптики с МИС Мо/Si. Применение здесь МИС Мо/Si требует как достаточной радиационной стабильности, так и максимально возможной отражательной способности в геометрии нормального падения. Серьёзной проблемой обычных высокоотражающих МИС Мо/Si с верхним слоем кремния является значительное ухудшение отражательных свойств вследствие карбонизации и окисления поверхностного слоя кремния под воздействием излучения [278].

Было показано, что молекулярное загрязнение вызвано вторичными электронами, индуцированными ЭУФ. Время жизни проекционной оптики ограничено двумя эффектами: осаждением углерода и его окислением. Было показано, что углерод, например, может быть удалён с использованием радиочастотной очистки кислородом или водородом [279], атомарным водородом [280, 281] или озоном [282, 283] с незначительным ухудшением отражательной способности. Избежать осаждения углерода — лучшее решение проблемы. Эта идея была предложена авторами работы [284], которые показали, что осаждение углерода существенно снижается в среде, содержащей смесь водяного пара и этанола. Окисление более проблематично, поскольку после образования оксида его уже нельзя удалить. Оксиды также сильно поглощают ЭУФ и, например, небольшое увеличение на 1,5 нм толщины оксидного слоя является достаточным для уменьшения коэффициента отражения на 1,6 %, что является критерием долговечности для проекционной оптики. Поэтому устойчивые к окислению защитные слои необходимы для увеличения сроков службы многослойной оптики. Было предложено использовать различные материалы защитного слоя на многослойных плёнках Мо/Si исходя из их оптических констант [285]. Однако, помимо оптических свойств, эти материалы должны образовывать сплошной слой толщиной до нескольких нанометров, стойкий к окислению в среде водяного пара, а также резкую гладкую границу с материалом под ним. Более того, защитный слой должен быть устойчивым не только к окислению, но и к

способу очистки для удаления загрязнения углеродом, а также не должен уменьшать коэффициент отражения [11].

Был проведён ряд исследований слоёв Ru, Rh, RuO₂, TiO₂ и ZrO₂, предложенных для защиты поверхности МИС Mo/Si [8, 286, 287]. Ru широко используется в качестве антикоррозионного слоя, поскольку сочетает в себе относительно высокую оптическую прозрачность с достаточной устойчивостью к окислению при воздействии внешней среды, богатой H₂O [50, 278]. Микроструктура, морфология и стабильность Ru и RuO₂ в окислительных и восстановительных средах были подробно рассмотрены в работе [288].

Выращивание многослойных структур Pd/B₄C с малыми *d*-интервалами сопровождается возникновением чрезмерных сжимающих напряжений и формированием дефектов. Напряжение в сочетании с дефектами поверхности подложки генерирует трещины и другие дефекты в слоях. Присутствие кислорода в окружающей среде вызывает окисление и окисление бора, что в свою очередь приводит в течение нескольких дней к значительным повреждениям слоистой структуры. Защитный слой SiO_x может замедлить процесс деградации на порядки [74].

Стабильность предназначенных для различных применений наноструктурных покрытий под воздействием мощных источников РИ была исследована многими авторами [289–298].

В работах [291–293] изучался механизм повреждения МИС Mo/Si при воздействии излучения плазменного источника с $\lambda = 13,5$ нм, генерируемого настольным лазером. Для многослойных зеркал Mo/Si наблюдаются два режима повреждения при облучении наносекундными импульсами: при плотности энергии облучения 0,8 Дж см⁻² происходит "пятнистое" (spot-like) повреждение, переходящее в образование кратера при плотности энергии $\sim 1,7$ Дж см⁻² [291]. Показано, что эффективность МИС Mo/Si может быть улучшена добавлением защитного слоя, такого как Pd или B₄C. Действительно, Pd и Mo имеют схожие тепловые и механические свойства, что приводит к снижению напряжений и к улучшенной стабильности МИС Mo/Si. Защитный слой B₄C также обеспечивает уменьшение повреждений благодаря его высокой твёрдости и низкому поглощению РИ, а также устойчивой границе раздела с кремниевым слоем под ним [292].

Был исследован механизм разрушения МИС Mo/Si однократным фемтосекундным импульсом [294–298]. Механизм повреждения здесь другой, поскольку под воздействием импульса фемтосекундной длительности материал не успевает расплавиться. Для плотности энергии облучения (Φ) от 40 до 125 мДж см⁻² наблюдаются два типа повреждений. Первый тип характеризуется образованием "гладкого" кратера. Площадь кратера точно соответствует площади повреждения, а его глубина варьируется от нескольких нанометров для Φ чуть выше порога повреждения до более 30 нм при $\Phi \approx 65$ мДж см⁻². При $\Phi > 65$ мДж см⁻² наблюдается второй тип повреждения: кратер намного глубже, увеличивается до 70 нм, когда $\Phi \sim 125$ мДж см⁻². Кроме того, посередине кратера образуется холмик [294]. При $\Phi < 17,5$ мДж см⁻² существенных изменений в характеристиках МИС не наблюдалось даже при экспозиции в течение 60 с. При $\Phi \approx 42,5$ мДж см⁻² значительное изменение характеристик отражения наблюдалось всегда, даже при времени экспозиции 10 мс [298].

8. Методы обеспечения спектральной чистоты

Спектральное загрязнение в диапазоне больших длин волн является общей проблемой многих источников РИ. Плазменные источники, создаваемые лазерным разрядом,

имеют широкий спектр излучения от ЭУФ до видимого света, иногда переходящего в инфракрасный диапазон [299]. Источники генерации высоких гармоник производят гармонический цуг волн начиная от основной длины волны лазера [206]. В астрономических наблюдениях, нацеленных на область ЭУФ, фон более длинных волн будет также присутствовать [300]. Таким образом, спектры этих источников содержат внеполосное излучение (ультрафиолетовую (УФ), видимую или даже инфракрасную (ИК) области излучения), находящееся вне полосы пропускания МИС. Это излучение может быть отражено даже одним-единственным слоем, поэтому его трудно отфильтровать с помощью стандартного многослойного зеркала. Следовательно, внеполосное излучение, присутствующее в спектре, будет также отражаться многослойным зеркалом и попадать в оптическую систему, где оно может ухудшить разрешение, чувствительность обнаружения и качество обработки изображений [301] или вызвать проблему тепловой нагрузки [302].

Для блокировки нежелательного длинноволнового излучения могут использоваться трансмиссионные многослойные фильтры. Но такие фильтры имеют относительно низкий коэффициент пропускания ЭУФ-излучения и подвержены деградации при тепловой нагрузке или переменном давлении [303, 304]. Недавно было разработано несколько новых схем спектральных фильтров, интегрированных с МИС, которые демонстрируют высокий коэффициент подавления нежелательных длин волн при гораздо более высоком уровне эффективности [11, 305].

Общепринятым методом подавления УФ-излучения является использование антибликового покрытия [306]. Метод основан на деструктивной интерференции отражений от верхней и нижней поверхности покрытия: если два отражения имеют равную амплитуду и противоположную фазу, то нежелательное излучение будет передаваться в подложку. В диапазоне длин волн 100–200 нм оптические свойства Si₃N₄ благоприятны для дизайна однослойного антибликового покрытия; в работе [307] плёнка Si₃N₄ толщиной 7 нм наносилась поверх МИС Mo/Si. Относительно слабое поглощение Si₃N₄ при 13,5 нм ограничивает потерю отражательной способности всего лишь на 4 %, при этом коэффициент отражения УФ-излучения уменьшался в 5 раз. В диапазоне длин волн более 200 нм нет легкодоступных материалов с низкой отражательной способностью и высокой прозрачностью для ЭУФ.

Авторы работы [308] изготовили однослойное антиотражающее покрытие для многослойных зеркал из молибдена и кремния. Тонкая плёнка Si_{0,52}C_{0,16}N_{0,29} толщиной 20 нм, полученная в результате совместного осаждения электронным пучком кремния и углерода с имплантацией ионов N⁺ во время роста, вызывает широкополосное подавление отражения УФ-излучения с максимальным коэффициентом 195 при $\lambda = 285$ нм.

Как правило, кривая отражения МИС имеет небольшую, но конечную ширину полосы, и это может быть серьёзным недостатком, когда несколько спектральных линий попадает в полосу пропускания. В работах [86, 309] представлены дизайн, реализация и характеристика инновационной структуры МИС с высокой отражательной способностью в сочетании с подавлением одной из двух смежных спектральных линий. Ключевым оптическим элементом является оптимизированное многослойное антибликовое покрытие, нанесённое поверх МИС, которое сохраняет коэффициент отражения на заданной длине волны и в то же время подавляет отражение на конкретной нежелательной длине волны. Подобно МИС, структура покрытия состоит из последовательности слоёв подложки и спей-

сера, которые могут быть из таких же материалов или отличных от тех, что выбраны для МИС. Периодическая МИС с высокой отражательной способностью создаёт в структуре стоячую волну для обеих длин волн. Если слои покрытия разработаны таким образом, что для нежелательной длины волны пучности стоячей волны очень близки к поглощающему слою, то может быть достигнуто значительное ослабление интенсивности нежелательной длины волны [72, 86, 309].

В работе [72] показана возможность использования покрытия $\text{Pd}/\text{V}_4\text{C}$ для получения высокого пикового коэффициента отражения третьей гармоники ($3\lambda \approx 20,1$ нм) и хорошего подавления фундаментальной в одной конфигурации, или, альтернативно, покрытие может использоваться в другой конфигурации, чтобы обеспечить высокий пиковый коэффициент отражения только фундаментальной гармоники. В первом случае слой поглотителя (слой Pd) всегда располагается вблизи узла третьей гармоники стоячей волны и на пучности фундаментальной, с последующим подавлением фундаментального отражения. Было показано [310], что комбинация многослойного зеркала $\text{La}/\text{V}_4\text{C}$ с дополнительным многослойным антибликовым покрытием того же состава обеспечивает как высокий коэффициент подавления третьей гармоники, равный 356, так и пиковую отражательную способность (53,4 %) на длине волны 6,7 нм.

Просветляющие покрытия для подавления УФ-излучения весьма привлекательны, однако они не могут использоваться для подавления длинноволнового излучения, такого как ИК, потому что требуемая для этого большая толщина покрытия приведёт к неприемлемым потерям интенсивности ЭУФ-излучения.

ИК-отражение обычными многослойными зеркалами Mo/Si в основном обусловлено рассеянием на металлическом Mo. Первым шагом к уменьшению ИК-отражения является замена Mo другим материалом таким образом, чтобы многослойный стек по-прежнему отражал ЭУФ, но в то же время был прозрачен для ИК-излучения. Это нетривиально, так как материалы с высокой электронной плотностью, которые дают разумные коэффициенты отражения в диапазоне ЭУФ, обычно представляют собой металл или металлические соединения, такие как Mo, Mo_2C , Ru и Zr, которые непрозрачны для ИК-излучения. В работе [311] предложено многослойное зеркало для ЭУФ-излучения, которое имеет низкий коэффициент отражения в ИК-области на длине волны 10,6 мкм (длина волны CO_2 -лазера). Зеркало основано на многослойном покрытии, содержащем чередующиеся слои алмазоподобного углерода и кремния, для которых значения коэффициента отражения составили 42,5 % и 4,4 % для ЭУФ и ИК соответственно.

Эlegantный дизайн гибридных многослойных зеркал был разработан Медведевым и др. [45, 312, 313] (рис. 10). Здесь МИС действует как брэгговский отражатель для ЭУФ-излучения и в то же время она образует инфракрасное просветляющее покрытие вместе с металлическим слоем, расположенным под ней. МИС воспринимается падающим на неё ИК-излучением как однородная среда. В этом случае интенсивность волны, отражённой всей структурой, равна сумме интенсивностей, отражённых от внешней поверхности МИС (R_1) и границы МИС/металлический слой (R_2) [312] (рис. 10а). Если оптимизирована общая толщина МИС, то можно создать фазовый сдвиг между R_1 и R_2 , равный 180° , и, следовательно, может быть достигнута близкая к нулю отражательная способность для ИК-излучения. В этой работе авторы использовали МИС $\text{V}_4\text{C}/\text{Si}$ в качестве прозрачного для ИК-излучения отражателя и плёнку Mo толщиной 10 нм между подложкой Si и стеклом

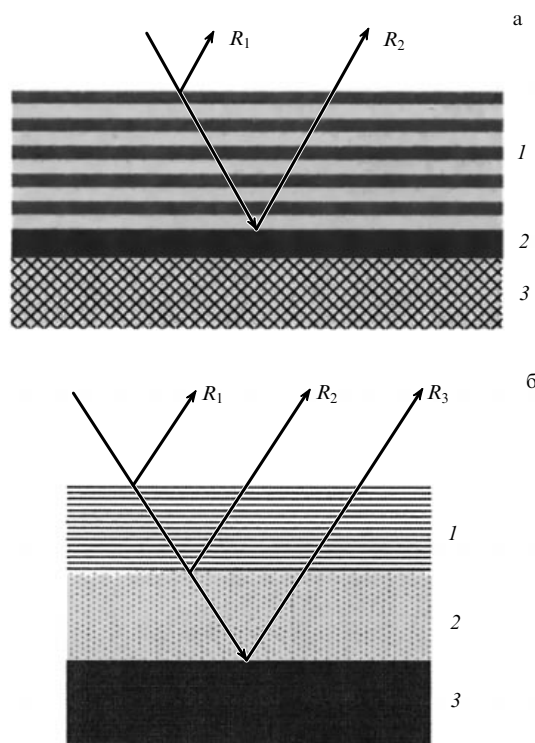


Рис. 10. Эскизы гибридных многослойных зеркал: (а) 1 — МИС $\text{V}_4\text{C}/\text{Si}$, 2 — плёнка Mo толщиной 10 нм, 3 — подложка [312]; (б) 1 — МИС LaN/B , 2 — фазосдвигающий слой SiO_2 , 3 — подложка [313] (см. текст).

$\text{V}_4\text{C}/\text{Si}$. Максимальная отражательная способность 45 % для ЭУФ была измерена вместе с подавлением ИК-излучения более чем на два порядка.

Аналогичная (но более гибкая) конструкция на основе LaN/B была предложена для возможной работы литографической системы при длине волны около 6 нм [313] (рис. 10б). В ней ИК-отражение от всей структуры определяется интерференцией волн, отражённых от верхней поверхности (R_1), границы раздела между МИС и фазосдвигающим слоем (R_2) и границей между фазосдвигающим слоем и подложкой (R_3). Поскольку общая толщина МИС LaN/B фиксируется конструкцией для оптимальной отражательной способности ЭУФ-излучения, толщина фазосдвигающего слоя должна быть настроена для достижения деструктивной интерференции на $\lambda = 10,6$ мкм, чтобы минимизировать отражательную способность на этой длине волны.

Предлагаемый дизайн обеспечивает определённую свободу выбора материалов фазосдвигающего слоя, включая аморфные Si, Ge, SiO_2 , которые совместимы со сверхгладкими условиями роста, необходимыми для эффективного применения МИС. В данном конкретном исследовании был выбран SiO_2 из-за коммерческой доступности ультрагладких покрытий SiO_2 .

В качестве материала подложки предложено использовать SiC, который обеспечивает высокий оптический контраст на $\lambda = 10,6$ мкм с такими материалами, как Si и SiO_2 , являющимися кандидатами для фазосдвигающего слоя.

9. Применение периодических МИС

9.1. Монохроматоры

По сравнению с кристаллическими монохроматорами многослойные обладают определёнными преимуще-

ствами. Во-первых, многослойный период (и, следовательно, длину волны отражённого фотона) можно довести до произвольного значения, в частности, для отражения длин волн более 1 нм, что недоступно для кристаллов. Во-вторых, типичная ширина полосы пропускания МИС на один-два порядка больше, чем у кристаллов. Таким образом, многослойный монохроматор отражает большую часть энергетического спектра, что приводит к увеличению интегральной интенсивности дифрагированного РИ. В-третьих, некоторые геометрические формы могут быть легко изготовлены с помощью многослойных материалов, которые осаждаются на профилированные (например, изогнутые) основания. Тот факт, что параметры многослойных структур, такие как величина периода бислая (d -интервал), отношение толщин γ , комбинация материалов и количество слоёв, могут быть свободно выбраны, позволяет в определённой степени адаптировать диапазон спектральной полосы пропускания к соответствующим потребностям исследования [314]. Ещё одним преимуществом является то, что различные МИС в виде нескольких полос могут быть осаждены на одной подложке, чтобы охватить широкий спектральный диапазон с оптимальной эффективностью [315–319].

Для обеспечения высокой отражательной способности в двух спектральных диапазонах также могут использоваться так называемые периодические многослойные покрытия с двойным стеклом, содержащие две МИС с разными периодами, нанесённые одна поверх другой [320, 321].

Количество многослойных монохроматоров, работающих на синхротронах по всему миру, постоянно увеличивается, хотя по-прежнему ограничено по сравнению с кристаллическими монохроматорами. Разработаны или внедрены в промышленность оптические системы, которые используются для широкого круга приложений [314].

9.2. Фокусировка

В 1981 г. Генри, Спиллер и Вайскопф [322] сообщили о первом многослойном устройстве, изготовленном на поверхности второго порядка. Обычно МИС осаждают на эллипсоид для фокусировки или на параболоид для коллимации пучка. Например, параболическое многослойное зеркало оказалось эффективным для применения в методе порошковой дифракции [15, 16, 323].

Однако, когда расходимость первичного пучка велика и размеры оптики становятся непрактично большими для перехвата всего пучка, концепция меридиональной фокусировки уступает место концепции сагиттальной фокусировки.

В работе [324] описан сагиттально фокусирующий монохроматор, состоящий из двух многослойных структур, который создаёт пространственно расширенный широкополосный рентгеновский пучок от источника СИ. Этот монохроматор состоит из двух МИС W/ W_4C с периодом 25 Å на подложке Si. Второй модуль установлен на сагиттальном изгибном устройстве, которое может динамически изменять радиус изгиба многослойного зеркала для фокусировки пучка (рис. 11а). С помощью этого устройства становится возможным регулировать размер пучка РИ для наилучшего соответствия размера области детектирования размеру объекта с целью обеспечения более эффективного сбора данных. Широкая энергетическая полоса наряду с сагиттальной фокусировкой обеспечивает наилучший доступный поток фотонов для времяразрешающих экспериментов. Авторы работы [325] утверждают, что сагиттально фокусирующие МИС с фиксированным радиусом изгиба обеспечивают дополнительный коэффициент усиления плотности потока в 10 раз.

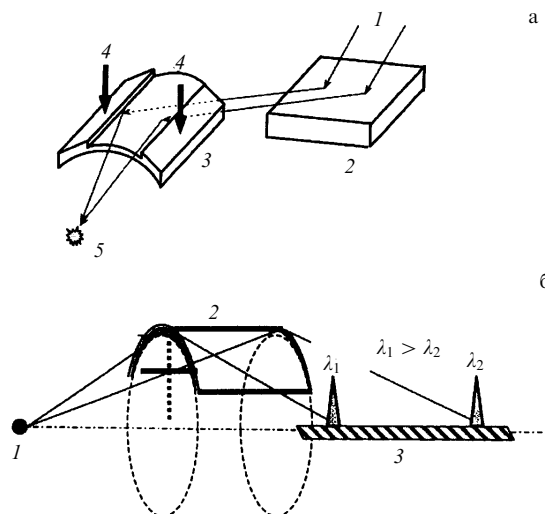


Рис. 11. (а) Схема монохроматора на основе МИС. Входящий коллимированный рентгеновский пучок 1 отражается от плоского многослойного зеркала 2 под углом Брэгга и фокусируется в пятно 5 сагиттально изогнутой МИС 3. Стрелками 4 показаны места приложения нагрузки для механического изгиба подложки МИС [324]. (б) Схема фокусирующего рентгеновского спектрометра Гамоша: 1 — источник РИ, 2 — сагиттально изогнутый кристалл слюды с нанесённой на него МИС, 3 — линейный детектор [327].

В спектрометре Гамоша зеркало представляет собой изогнутый по цилиндру радиусом 20 мм кристалл слюды с нанесённой на него МИС W/ W_4C или МИС Cr/Sc (рис. 11б). Источник излучения и плоскость регистрации лежат на оси цилиндра. Различные длины волн дифрагируют на разных областях поверхности МИС и фокусируются в разных точках вдоль оси спектрометра. Первые работы с использованием МИС в фокусирующем спектрометре Гамоша [326] продемонстрировали их перспективность в рентгеновской и ЭУФ-спектроскопии слабоинтенсивных источников. В диапазоне $8 \leq \lambda \leq 25 \text{ Å}$ они могут конкурировать с кристаллами в качестве дисперсионных элементов фокусирующих спектрометров. В ЭУФ-диапазоне, недоступном для применения кристаллов, фокусирующие спектрометры на основе МИС могут быть альтернативой традиционным дифракционным спектрометрам скользящего падения [327].

В 1948 г. Киркпатрик и Баез [328] представили одно из первых практических решений проблемы рентгеновской оптической визуализации, преодолевая отсутствие традиционных преломляющих линз, показав, что пара цилиндрических зеркал может обеспечивать фокусировку "из точки в точку", необходимую для формирования изображения. В микроскопе Киркпатрика–Баеза используются два цилиндрических зеркала для последовательной фокусировки РИ в двух перпендикулярных плоскостях (рис. 12а) при скользящем падении и в диапазоне энергий 100 эВ–10 кэВ. По сравнению с параболическими и эллипсоидальными поверхностями цилиндрические поверхности изготовить намного легче [329]. При использовании многослойного покрытия микроскоп обладает высоким пространственным разрешением и высокой эффективностью фокусировки РИ [330–333].

Важным частным случаем оптики Киркпатрика–Баеза является симметричная система с двумя зеркалами, расположенными "бок о бок" (рис. 12б), также называемая конфокальной. Такая система имеет эффективную апертуру, в четыре раза большую по сравнению с классической системой Киркпатрика–Баеза, что является одним из её преимуществ.

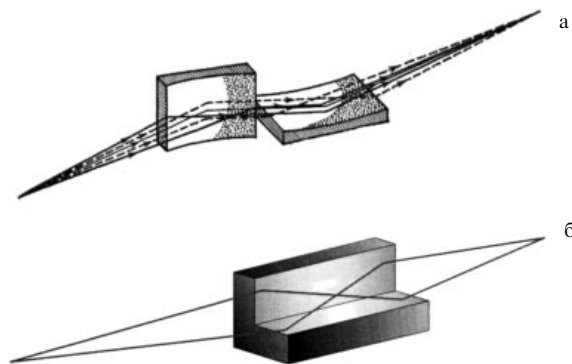


Рис. 12. Схемы фокусировки "из точки в точку" Киркпатрика и Баеза: классическая (а) и конфокальная (б) [15, 334].

ществ [329]. Кроме того, поскольку оптика намного компактнее, чем в классической схеме, оба зеркала могут быть предварительно съюстированы и скреплены, а юстировочные степени свободы могут быть независимыми друг от друга [15, 16, 334].

9.3. Оптика нормального падения

Как и в оптике видимого света, дифракционно лимитированное разрешение рентгеновского оптического элемента даётся формулой [335]:

$$D_{\text{diff}} = \frac{0,44\lambda}{NA}, \quad (13)$$

где $NA = n \sin \eta$ — числовая апертура, η — апертурный угол, n — показатель преломления среды, в которой распространяется излучение, λ — длина волны излучения.

Следовательно, преимущества многослойной оптики нормального падения перед оптикой скользящего падения заключаются в большей величине числовой апертуры, т.е. в увеличенной светосиле и пространственном разрешении, а также в сравнительной простоте изготовления и, как следствие, в высоком качестве формируемых изображений. Многослойная оптика нормального падения имеет меньше aberrаций, чем оптика скользящего падения, обеспечивая тем самым лучшее угловое разрешение в гораздо более широком поле зрения.

Рентгеновские сферические зеркала нормального падения используются в телескопах [100, 336–338], микроскопах [2, 339–345], спектрометрах [346–349], ЭУФ-литографии [7, 11, 44, 350, 351].

Периодические многослойные покрытия, которые работают вблизи нормального падения, могут быть осаждены на суперполированные зеркальные подложки для создания, например, телескопа типа Кассегрена, содержащего большое первичное вогнутое зеркало и небольшое выпуклое вторичное зеркало, как показано на рис. 13а. Введение зеркал нормального падения в экспериментальную аппаратуру позволило повысить её разрешение до десятых долей угловой секунды, более чем на порядок сократить время экспозиции, уменьшить габариты и вес аппаратуры, что имеет большое значение для космических экспериментов.

В случае зеркал телескопов для солнечной визуализации для изображения нескольких эмиссионных линий ЭУФ с использованием одного телескопа решение состоит в разделении каждого зеркала на несколько секторов, причём каждый сектор настроен на одну конкретную длину волны и покрыт отдельно используемой соответствующей парой материалов [100].

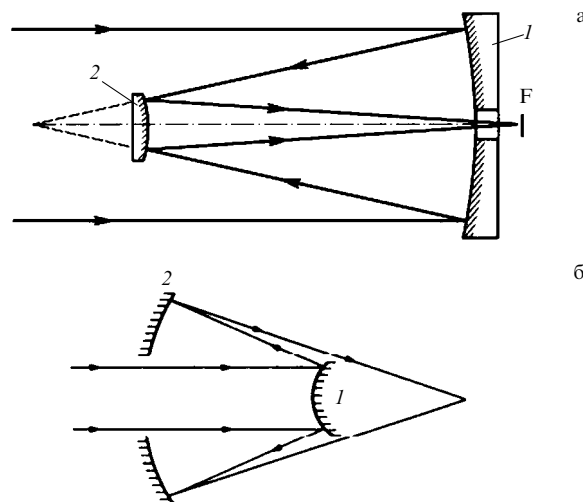


Рис. 13. (а) Ход лучей в телескопе Кассегрена: 1 — первичное фокусирующее зеркало, 2 — вторичное рассеивающее зеркало, F — фокус. (б) Ход лучей в объективе Шварцшильда: 1 — вторичное фокусирующее зеркало, 2 — первичное рассеивающее зеркало.

Например, прибор ЕИТ использует четыре отдельные многослойные структуры, которые нанесены на согласованные квадранты как первичного, так и вторичного зеркала телескопа. Вращающаяся маска позволяет использовать только один квадрант телескопа для освещения Солнцем в любое время. Все мультислои изготовлены из чередующихся слоёв молибдена и кремния [336]. Инструмент *SUVI* является обобщённым телескопом Кассегрена и имеет шесть различных каналов длин волн, размещённых на одном зеркале, настроенных на шесть узких спектральных полос с центрами 93,9, 131,2, 171,1, 195,1, 284,2 и 303,8 Å [338].

Для создания увеличенных изображений микрообъектов с субмикрометровым пространственным разрешением в области МР и ЭУФ были разработаны и изготовлены микроскопы, использующие зонные пластинки Френеля [352] в качестве объектива и многослойное зеркало в качестве конденсора [343, 344] (рис. 14а). Многослойный конденсор нормального падения имеет ряд преимуществ, в том числе высокую эффективность сбора данных, чётко определённую спектральную селективность, высокую числовую апертуру.

Для того чтобы получить с помощью сферических зеркал высокое разрешение при большом поле зрения, необходимо использовать два отражения, как в объективе Шварцшильда [2, 339–341, 345] (рис. 13б). Преимуществом таких систем по сравнению с устройствами с однократным отражением является также то, что объект и его изображение расположены по разные стороны от фокусирующей системы, что облегчает их использование [2]. Конфигурация Шварцшильда также позволяет создать оптику без сферической aberrации, астигматизма или комы. В объективе Шварцшильда реализованы все описанные выше преимущества зеркал нормального падения на основе МИС. Он сочетает в себе такие качества, как большое поле зрения, а также субмикрометровое пространственное разрешение [339, 341]. В микроскопах система Шварцшильда может использоваться как в качестве объектива [341], так и в качестве конденсора [342] (рис. 14б).

Значительный интерес к многослойным зеркалам с высокой отрагательной способностью при почти нормальном падении, настроенным на спектральный диапазон ЭУФ, обусловлен потенциалом проекционной литографии для

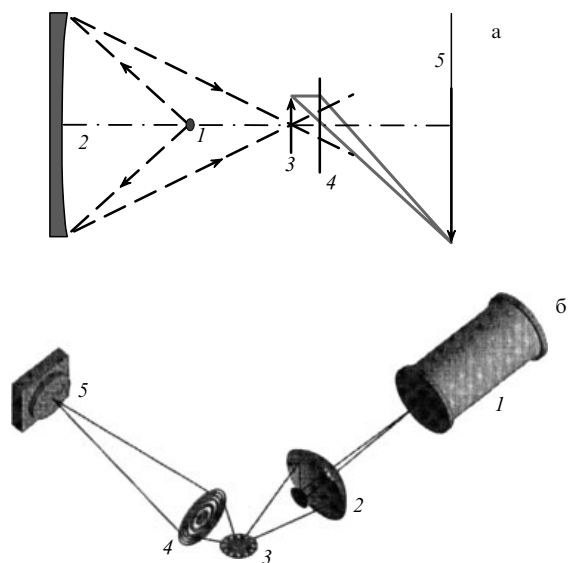


Рис. 14. Схемы рентгеновских микроскопов: 1 — плазменный лазерный источник, 2 — конденсор (многослойное сферическое зеркало (а), объектив Шварцшильда (б)), 3 — образец, 4 — объектив (зональная пластинка Френеля), 5 — увеличенное изображение образца (а)/детектор (б) [342, 343].

создания следующего поколения литографических инструментов для изготовления полупроводниковых структур с разрешением 70 нм и ниже [44]. В литографии изображение маски переносится на поверхность кремниевой пластины системой многослойных зеркал нормального падения. Маска представляет собой МИС Mo/Si, покрытую поглощающей плёнкой, которая имеет рисунок интегральной схемы [353]. Преобладающие конструкции состоят из системы брэгговских отражателей с постоянной толщиной МИС (рис. 15). Относительно большое количество зеркал в проекционной части необходимо для получения высокого разрешения в сочетании с достаточно большим полем зрения. МИС дают максимальную теоретическую отражательную способность $R \sim 0,75$ для Mo/Be и $R \sim 0,73$ для Mo/Si. Но для оптических систем с несколькими отражателями выходная оптическая интенсивность резко уменьшится и может снизиться до 6–10 % от входной интенсивности. Поэтому очевидно, что даже увеличение отражательной способности одного зеркала на 1–2 % обеспечит значительное увеличение светосилы общей оптической системы [11, 351]. Этим, в частности, объясняется стремление исследователей к максимально возможному увеличению отражательной способности МИС.

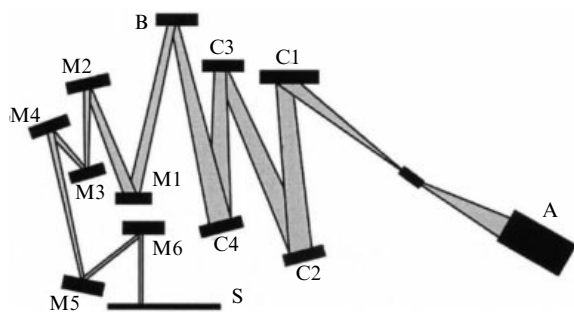


Рис. 15. Схема ЭУФ-литографического инструмента: А — источник излучения, В — маска, S — кремниевая пластина, С — конденсорные зеркала, М — проекционные зеркала [351].

9.4. Поляризационные свойства

Характеризация состояния поляризации РИ обычно осуществляется в соответствии со стандартными измерениями, в которых используются два оптических элемента, азимутально повернутые вокруг направления распространения излучения: поляризатор для введения фазовой задержки на 90° и анализатор линейной поляризации. Хорошо известно, что в рентгеновском диапазоне из-за близости показателя преломления к единице угол Брюстера, при котором р-поляризованная волна практически не отражается, близок к 45° (заметим, что этот вывод следует из формулы (7)).

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что мультислой могут быть использованы в качестве эффективного поляризатора и анализатора в области мягкого рентгеновского излучения [181, 354–372]. Существуют два типа многослойных поляризаторов и анализаторов. Одни работают в геометрии отражения, другие — в геометрии прохождения. Так как последние не меняют ни направления распространения, ни пространственного положения пучка, то легко могут быть встроены в любую рентгенооптическую схему. Помимо поляризационных свойств эти плёнки обладают и фазосдвигающими свойствами. МИС может вызвать фазовый сдвиг между s- и p-компонентами поля вблизи угла Брэгга, если этот угол находится в окрестности угла Брюстера. Причиной этого является разность в ширине кривых отражения s- и p-поляризованного излучения [3, 357].

В МИС, используемой на прохождение, из-за интерференции падающего и отражённого s-поляризованного поля его интенсивность сосредоточена в разделительных слоях для углов, немного меньших угла Брэгга, или в поглощающем материале — для углов, немного больших, чем угол Брэгга [373]. Это приводит к сильной фазовой задержке или фазовому опережению, соответственно, для s-компоненты, в то время как p-компонента остаётся незатронутой этим резонансом из-за близости к углу Брюстера [357, 371].

Таким образом, с помощью МИС можно получить четвертьволновые пластинки для МР- и ЭУФ-излучения.

10. Аперiodические МИС

Периодические МИС обладают относительно узкой спектральной полосой пропускания ($\Delta\lambda/\lambda \sim 0,01–0,1$), что делает их эффективным инструментом для построения, прежде всего, квазимонохроматических спектральных изображений. Наряду с периодическими многослойными структурами, интерес представляют и аперiodические структуры, способные удовлетворить иным критериям, нежели достижение высокого коэффициента отражения в относительно узком интервале длин волн. Существует потребность и в МИС, способных отражать излучение в широком спектральном диапазоне без изменения угла падения излучения.

Ещё со времени основополагающей работы П. Ли [374] было ясно, что, изменяя по глубине или вдоль поверхности период многослойной структуры, можно изменять кривую отражения, придавая многослойным зеркалам необычные свойства, не характерные для традиционных периодических многослойных зеркал.

Аперiodические МИС обладают огромным потенциалом, недостижимым для периодических МИС. Аперiodические МИС могут быть оптимизированы для максимальной интегральной отражательной способности или максимальной равномерной отражательной способности в заданном диапазоне длин волн или углов падения, для получения максимальной отражательной способности на одной или нескольких длинах волн, для поляризации во всём широком

диапазоне длин волн при фиксированном угле скользкого падения и т.д. [12, 14, 375–377].

10.1. МИС с градиентом по глубине

Одним из способов увеличения пропускной способности МИС является простое уменьшение количества отражающих бислоев.

Для диапазона ЖР этот подход "наказывается" быстро снижающейся отражательной способностью. Более эффективным вариантом является изменение d -интервала таким образом, чтобы РИ разных энергий или разных углов скольжения отражалось на разных глубинах МИС. Очевидная возможность расширения полосы пропускания состоит в создании многослойной структуры с плавным изменением периода по глубине. При этом РИ с более короткой длиной волны отражается на более глубоких слоях структуры, так как оно обычно имеет более низкий коэффициент поглощения (рис. 16).

Хорошо известная возможность конструирования аperiodической МИС состоит в том, чтобы постепенно уменьшать d -интервал в соответствии со степенным законом [378]:

$$d(j) = \frac{a}{(j+b)^c}, \quad (14)$$

где $j = 1, 2, \dots$. Коэффициенты a , b , c , а также количество бислоев N , толщинная фракция γ должны быть оптимизированы для того, чтобы получить желаемую отражательную способность в зависимости от энергии фотонов. В случае градиентных МИС параметр γ может быть постоянной или медленно изменяющейся величиной, для того чтобы оптимизировать эффективность отражения, т.е. найти лучший компромисс между конструктивной интерференцией и фотоэлектрическим поглощением [138].

Подход к решению обратной задачи проектирования многослойного зеркала с отражательной способностью $R_0(\varphi)$ между углами падения $\varphi_{\max}$ и $\varphi_{\min}$ обычно основан на минимизации целевой функции MF [379]:

$$MF = (\Delta\varphi)^{-1} \int_{\Delta\varphi} [R_0(\varphi) - R(\varphi)]^2 d\varphi, \quad (15)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{\max} - \varphi_{\min},$$

которая характеризует среднеквадратичное отклонение расчётного профиля отражательной способности $R(\varphi)$ от предполагаемой отражательной способности. Толщины осаждённых слоёв считаются независимыми переменными. Если задан не угловой, а энергетический интервал, то в формуле (15) достаточно заменить $\Delta\varphi$ на ΔE .

После выбора $d_{\min}$ и $d_{\max}$ для данной МИС параметры степенного закона определяются минимизацией MF, пробега тррёхмерное пространство параметров: числа бислоев N , степенного индекса c и отношения толщины тяжёлого элемента к d -интервалу γ . Это однозначно определяет константы a , b и c [119].

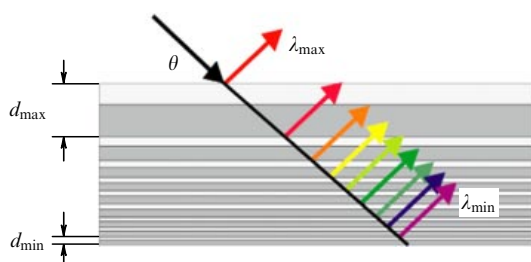


Рис. 16. Принципиальная схема градиентной по глубине МИС [116].

Например, авторами работы [380] была выращена градиентная МИС W/Si, содержащая 150 бислоев с толщиной бислоя в диапазоне $d = 3,33\text{--}29,6$ нм и $\gamma = 0,415$. Распределение толщин бислоя для этой плёнки определялось формулой

$$d_j = \frac{10,27}{(j - 0,991)^{0,225}}, \quad j = 1, \dots, 150, \quad (16)$$

где d_j — толщина (в нм) j -го бислоя, с самым верхним бислоем, соответствующим $j = 1$.

Требования к оптическим константам элементов градиентных МИС зависят от применяемого критерия оптимизации и в общем случае отличаются от таковых для случая периодических зеркал. Тем не менее пары материалов, дающие наилучшие результаты в периодических МИС, как правило, бывают хороши и в аperiodических структурах.

Было разработано несколько теоретических подходов к дизайну градиентных МИС с любым желаемым профилем отражательной способности $R(\lambda)$ или $R(\varphi)$ (см., например, [144, 378, 381–388]). Следует обратить внимание на то, что все подходы приводят к немонокотному колебательному изменению толщины слоя с глубиной, хотя желаемый профиль кривой отражения очень простой (например, постоянный) (рис. 17). На самом деле, как это было теоретически доказано в работах [144, 384], монотонное изменение периода с глубиной всегда приводит к сильно осциллирующей кривой отражения. Также справедливо обратное: МИС, обеспечивающая плавное изменение кривой отражения, всегда характеризуется немонокотным изменением периода, который часто сильно осциллирует с глубиной. Как было показано в работах [380, 386, 390], небольшие (на долю ангстрема) отклонения толщины слоя от нормативного значения могут объяснить деформацию кривой отражательной способности, наблюдаемой в экспериментах.

Изменение толщины слоя широкополосной МИС следует минимизировать на стадии проектирования. Это важно не только для лёгкого контроля толщины при изготовлении, но и для сохранения структуры слоя постоянной по всему стеку и, таким образом, близкой к желаемому дизайну. Проблема была решена Кожевниковым и др. благодаря использованию новой целевой функции, включающей фактор, ограничивающий величину вариации толщины слоя [391]. Ими были спроектированы МИС, обеспечивающие почти постоянную отражательную способность

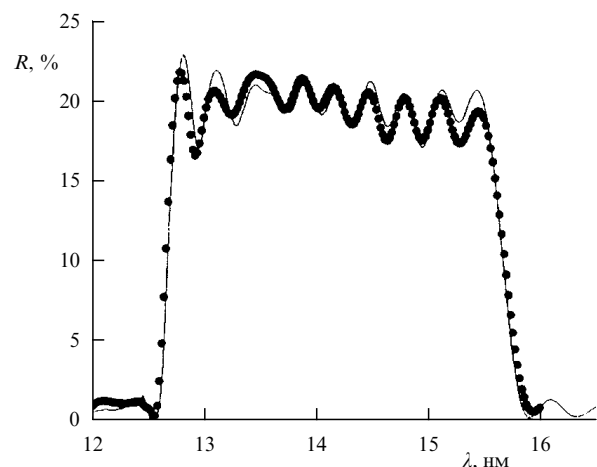


Рис. 17. Расчётный (сплошная кривая) и измеренный (кружки) коэффициенты отражения аperiodического многослойного поляризатора, состоящего из 100 бислоев Mo/Si [389].

в 50 % в интервале углов падения $0^\circ - 16^\circ$ ($\lambda = 13,5$ нм) с изменением толщины слоя не более 0,39 нм. Но более практичным способом решения проблемы было бы создание широкополосной МИС с как можно меньшим изменением толщины слоёв. Тогда можно ожидать, что внутренняя структура слоёв будет варьироваться незначительно. В результате толщины слоя будут меньше отклоняться от расчётных значений, даже при использовании существующих методов контроля осаждённой массы [391].

Широкополосные МИС находят применение в качестве поляризационных элементов [392–398], в спектроскопии [375, 376, 399–402], астрономии [124, 403–406], рентгеновской оптике [317, 407–409].

Генерация и измерение ультракоротких электромагнитных импульсов находятся на переднем фронте современной физики. Длительность импульса ограничивает разрешение по времени в экспериментальных исследованиях временной эволюции различных процессов. Стремление к более коротким импульсам, таким образом, объясняется желанием изучать быстрые молекулярные явления [410]. За последние несколько лет мы стали свидетелями серьёзного прогресса в производстве одиночных импульсов длительностью в несколько сотен аттосекунд ($1 \text{ ас} = 10^{-18} \text{ с}$) [411, 412]. Такие импульсы могут быть получены при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов высокой мощности с газовой струёй; ионизация атомов в лазерном поле производит спектр лазерных гармоник, простирающийся вплоть до рентгеновской области.

Для того чтобы отфильтровать аттосекундные импульсы от спектра высокой гармоник, направить и сфокусировать их, необходима специальная техника. Короткие импульсы имеют большой спектральный диапазон, так что полоса пропускания оптического элемента должна быть не менее спектрального диапазона импульса. Поэтому для отражения аттосекундных импульсов годятся широкополосные зеркала. Было показано, что правильно разработанные градиентные МИС могут быть использованы для сжатия chirпированных импульсов [29, 250, 347, 377, 413–421]. (Chirпированный импульс можно рассматривать как импульс с длиной волны, монотонно меняющейся в пределах импульса [422].) Идея использования градиентной по глубине МИС для сжатия chirпированного импульса состоит в том, что его различные частотные составляющие отражаются на разной глубине МИС, где излучение локально удовлетворяет условию Брэгга. Мультислой, расположенные на разной глубине, создадут разницу длины пути и, следовательно, разность фаз между различными спектральными компонентами импульса, так что может быть получено сжатие импульса.

Моделирование показало [413], что оптимизированная градиентная МИС способна уменьшить длительность импульса с 260 до 90 ас. Возможности получения коротких импульсов с длительностью 170–130 ас были продемонстрированы в энергетической области 75–130 эВ с использованием многослойных структур Mo/Si с отражательной способностью 5–10 % [416, 417, 421].

Авторы работы [418] экспериментально доказали возможность сжатия chirпированных импульсов до теоретических значений длительностей в диапазоне 59–47 ас. Более того, их теоретическое исследование показало, что градиентные МИС могут обеспечить эффективное сжатие импульса в очень большом диапазоне углов падения.

10.2. МИС с латеральным градиентом

Если в качестве отражающего покрытия для рентгеновской оптики используются многослойные плёнки (особенно для большого приёмного угла), то однородная толщина слоя

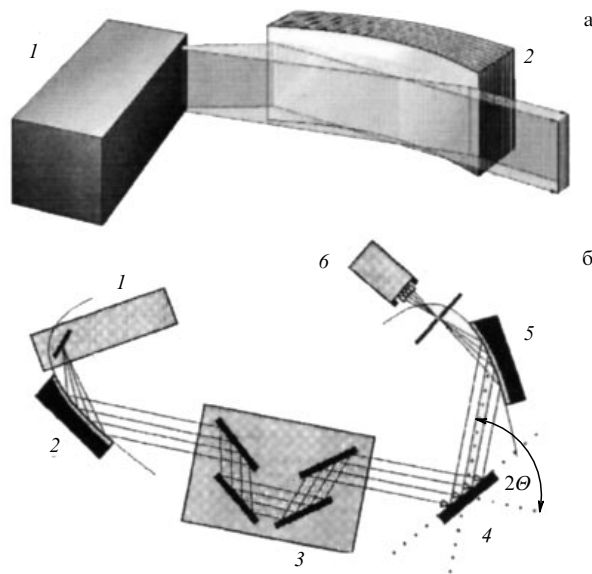


Рис. 18. (а) Зеркало Гёбеля 2, объединённое с рентгеновской трубкой с линейным фокусом 1 [67]. (б) Схема дифрактометра "среднего разрешения" [435]: 1 — рентгеновская трубка, 2 — коллиматор (зеркало Гёбеля), 3 — кристаллический монохроматор, 4 — образец, 5 — анализатор (цилиндрическое многослойное зеркало с латеральным градиентом), 6 — детектор.

вызывает хроматическую aberrацию. От этой aberrации можно избавиться с помощью МИС с латеральным градиентом [335, 423–426].

В таких структурах закон Брэгга (формула (6)) выполняется в каждой точке их поверхности, числовая апертура по сравнению с периодической МИС увеличивается, что в свою очередь приводит к увеличению светосилы и дифракционного предела разрешения [335]:

$$D_{\text{diff}} \approx 0,88 \left(\frac{1}{d_{\text{min}}} - \frac{1}{d_{\text{max}}} \right)^{-1}. \quad (17)$$

При параболической или эллиптической кривизне МИС с латеральным градиентом первоначально расходящийся квазимонохроматический пучок РИ может быть трансформирован соответственно в параллельный или сфокусированный. Замена периодической структуры на латерально градиентную увеличивает возможности эффективного использования таких оптических элементов, как конденсор [427], объектив Шварцшильда [42], зеркала Киркпатрика – Баеза [9, 425, 428–433].

Параболически изогнутые градиентные МИС — так называемые зеркала Гёбеля, открыли новые приложения в качестве рентгеновских оптических устройств. Зеркало Гёбеля — градиентная МИС на параболически изогнутой подложке, превращающая расходящийся пучок в параллельный квазимонохроматический при использовании линейного фокуса рентгеновской трубки (рис. 18а). Зеркало Гёбеля можно считать наиболее успешным среди различных типов градиентных МИС, поскольку оно обладает наибольшей гибкостью и широким спектром приложений [67, 423, 434–436]. Например, параллельный пучок может быть соединён с другими рентгеновскими оптическими элементами, такими как монохроматор [434], или выполнять функции коллиматора в дифрактометре [435] (рис. 18б).

В случае первичного полихроматического пучка с малой угловой расходимостью планарная МИС с латеральным градиентом может использоваться как монохроматор [437]

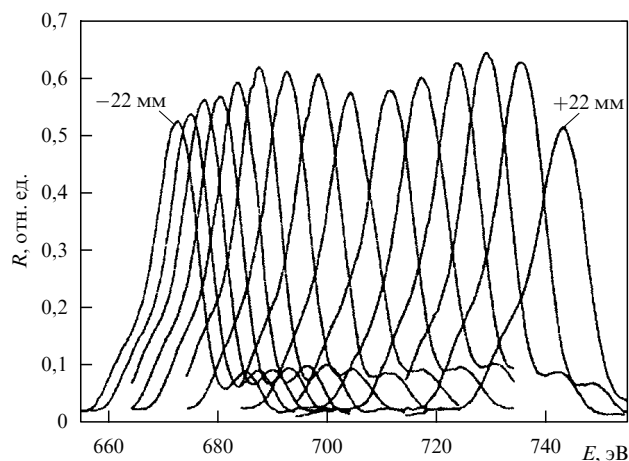


Рис. 19. Кривые дифракционного отражения, полученные при перемещении пучка РИ по поверхности МИС Fe/Cr с интервалом 3,1 мм вдоль направления градиента [438].

или линейный поляризатор [438] с возможностью энергетической перестройки при направлении пучка РИ на несколько отличающиеся интервалом d участки их поверхности (рис. 19).

10.3. МИС с γ -градиентом

Известно [2], что для общих моделей МИС с поглощающими слоями постепенное изменение отношения распределения по глубине зеркала — с $\gamma = 0,3–0,4$ на поверхности до $\gamma = 0,5$ вблизи подложки — может увеличить пиковую отражательную способность. Авторы работы [439] показали, что если с целью обеспечить наибольший рост отражательной способности отношение γ корректируется для каждого бислоя, то происходит постепенный переход от идеальной четвертьволновой структуры вблизи подложки к более тонким поглощающим слоям вблизи поверхности. Их оптимизированный дизайн продемонстрировал значительно более высокую отражательную способность, чем периодическая структура.

Процесс оптимизации МИС Mo/Si [350] заключался в постепенном, плавном изменении толщины слоя через стек, тогда как ширина периода остаётся номинально постоянной: 6,8–7,0 нм. Рядом с подложкой $d_{Mo} \approx d_{Si} \approx 3,5$ нм, изменяясь до $d_{Mo} \approx 2,7$ нм и $d_{Si} \approx 4,2$ нм вблизи поверхности. Важная особенность профиля слоя — величина γ , равная 0,4 — сохраняется в первых 20 периодах у поверхности и после этого постепенно изменяется до 0,5 у подложки — величины, близкой к идеальному значению $\lambda/4$.

В предлагаемой в работе [440] оптимизированной МИС Cr/Sc/Mo наблюдалось глубинное градиентное распределение удельных толщин слоёв в пределах номинального оптического периода: составляющие первого трёхслойного стека имели толщины Sc (3,3 нм)/Mo (2,7 нм)/Cr (3,7 нм). В последующих трёхслойных стеках "прозрачные" слои Sc и поглощающие слои Mo становились более тонкими. С пятого трёхслойного стека толщины слоёв стали постоянными. Последние шесть трёхслойных стеков были: Cr (3,6 нм)/Sc (4,8 нм)/Mo (1,4 нм), а верхний слой хрома составлял 3,3 нм. Полученная МИС имела постоянную периодическую толщину 9,8 нм для отражения МР с энергией 310 эВ под углом скольжения $77,2^\circ$. Высота пика и спектральная ширина измеренной отражательной способности составляли 27,4 % и 35 эВ соответственно, так что эти параметры подходят для конденсорной оптики широкополосных высокоинтенсивных мягких рентгеновских источников.

Для градиентных мультислоёв γ также можно сделать медленно изменяемой величиной, для того чтобы оптимизировать эффективность отражения, т.е. чтобы найти лучший компромисс между конструктивной интерференцией и фотоэлектрическим поглощением [138].

11. Узкополосная многослойная оптика

При разработке новых методов увеличения чувствительности и отношения сигнал/шум помимо необходимости увеличения коэффициента отражения зеркал возникает задача синтеза покрытий с предельно узкой полосой пропускания. Такие МИС в первую очередь призваны перекрывать область спектрального разрешения между "традиционными" МИС ($\Delta\lambda/\lambda \approx 2\%$) и кристаллами ($\Delta\lambda/\lambda \approx 0,01\%$), так чтобы исследования в таких областях науки, как получение микроизображений, флуоресцентный анализ и кристаллография [325], могли выполняться с гораздо более высоким потоком фотонов при адекватном разрешении.

Полосу пропускания полубесконечной МИС можно описать очень простым выражением [18, 255]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = |\operatorname{Re}(\chi_A - \chi_B)| \frac{\sin(\pi m \gamma)/\pi m}{\sin^2 \theta}, \quad (18)$$

которое, конечно, является приближённым, поскольку вообще не содержит эффектов поглощения, и справедливо лишь в случае, когда глубина экстинкции волны значительно меньше длины свободного пробега МР-излучения, ограниченного поглощением в веществе МИС. Тем не менее оно наглядно показывает способы, которыми можно увеличить спектральное разрешение МИС.

Во-первых, поскольку в формулу (18) входит порядок брэгговского отражения m , улучшить спектральное разрешение можно за счёт увеличения дифракционного порядка. В области ЭУФ высокие порядки были использованы в работе [441]; авторами была продемонстрирована небольшая полоса пропускания 0,077 нм при $\lambda = 13,5$ нм.

Вторая возможность увеличения спектрального разрешения состоит в замене поглощающего материала на какой-нибудь лёгкий, слабо поглощающий материал, с тем чтобы уменьшить на границах раздела скачок диэлектрической проницаемости, от которого зависит разрешение. Одно из решений — напыление углерод-углеродных покрытий. Это означает, что оба используемых компонента структуры являются углеродом, но плотность его в чередующихся слоях должна быть различной [7, 442].

Материальная система углерод/углерод представляет особый интерес из-за её низкого коэффициента поглощения в широком спектральном диапазоне и возможности осаждения С-слоёв с различными модификациями, т.е. разными оптическими свойствами. Моделирование С/С-мультислоёв, проведённое в работе [443], показало, что коэффициент отражения R (излучение Cu K α), превышающий 80 %, и разрешающая способность $\lambda/\Delta\lambda \approx 600$ могут быть достигнуты для МИС С/С с $d = 3$ нм и $N = 1000$. Экспериментально получена разрешающая способность $\lambda/\Delta\lambda \approx 91$ для толщины периода до 1 нм и числа периодов до 500.

Авторы работы [444], используя низкоконтрастные материалы Al_2O_3 и V_4C , при $E = 8$ кэВ измерили полосу пропускания, равную 0,27 %, с отражательной способностью 40 % многослойной МИС Al_2O_3/V_4C с $N = 800$ и $d = 26$ Å.

Ещё один подход к увеличению спектрального разрешения состоит в уменьшении толщины слоёв сильно поглощающего вещества. Если продолжать уменьшать γ , то спектральная полоса пропускания будет уменьшаться

вплоть до минимально возможного значения $(\Delta\lambda/\lambda)_{\min} = (\text{Im}\chi_B/\sin^2\theta)$, определяемого максимально возможной глубиной проникновения волны в МИС и ограниченного поглощением излучения в слабопоглощающем материале структуры [19].

Моделируя изменения γ , авторы работы [445] обнаружили, что многослойные зеркала, состоящие из 30 бислоёв Mo и Si с интервалом $d = 9,1 - 9,5$ нм, показывают ширину полосы пропускания ≤ 3 эВ при энергии $E = 70$ эВ, если γ уменьшается до значения 0,2 или менее. Пиковая отражательная способность снижается с 54 % при $\gamma = 0,3$ до 50 % при $\gamma = 0,2$ (при отсутствии шероховатости границ раздела). В работе отмечается, что пиковая отражательная способность значительно ухудшается для коэффициентов γ ниже 0,2.

Комбинируя формулы (9) и (10), авторы работы [18] получили выражение для s-поляризации, доказывающее, что увеличение разрешающей способности неизбежно связано с уменьшением пиковой отражательной способности, и наоборот:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = K \left(\frac{\sin^2\theta}{\text{Im}\chi} \right) \frac{1-R}{1+R}, \quad \gamma < \gamma^*, \quad R_0 = 0,1 - 0,4. \quad (19)$$

Здесь K изменяется от 0,4 до 0,7 для МИС с $|\text{Re}(\chi_A - \chi_B)/\text{Im}(\Delta\chi)| \leq 1$ и от 0,7 до 1 для $|\text{Re}(\chi_A - \chi_B)/\text{Im}(\Delta\chi)| \geq 1$.

Один из способов уменьшения спектральной полосы пропускания без заметного ухудшения отражающей способности состоит в формировании в обычной МИС ламеллярной многослойной дифракционной решётки (lamella — тонкая пластинка, чешуйка), поскольку при этом глубина проникновения МР-излучения может быть увеличена [446, 447] хотя бы просто потому, что часть вещества МИС удалена [255].

12. Многослойные отражательные дифракционные решётки (МДР)

Дифракционные решётки являются наиболее распространённым инструментом, используемым в мягкой рентгеновской спектроскопии и монохроматизации мягких рентгеновских лучей, потому что природные кристаллы в этой спектральной области неприменимы. До 1980 г. дифракционные решётки использовались только в геометрии скользящего падения, поскольку очень малая поляризуемость всех материалов приводит к исчезающе низкой отражательной способности при почти нормальном падении. Эти решётки характеризуются малой входной апертурой и малой полосой пропускания, а также значительными aberrациями, которые существенно ограничивают спектральное разрешение в случае фокусирующих решёток. Ситуация резко изменилась после появления МИС, которые эффективно отражают МР-излучение под любым углом вплоть до нормального падения. Имеются сообщения о первых испытаниях многослойных дифракционных решёток (МДР) [448, 449].

Использование МДР часто не имеет альтернативы для получения высоких значений спектрального разрешения и

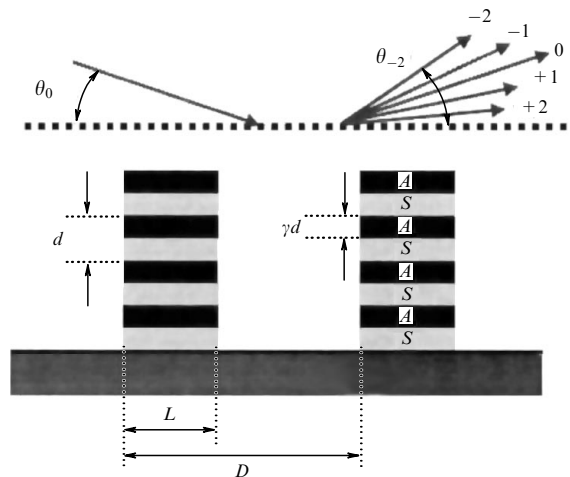


Рис. 21. Схематическое представление ламеллярной МДР [451] (см. текст).

светосилы. Для ЖР-излучения МДР представляют собой альтернативу кристаллам, традиционно используемым в этом диапазоне РИ.

Более того, в отличие от кристаллов, являющихся "монокроматическими" элементами, МДР являются элементами "полихроматическими". Эта особенность МДР связана с диспергирующими свойствами обычной решётки и позволяет использовать или записывать широкополосный спектр падающего рентгеновского излучения целиком, что даёт возможность проведения исследований нестационарных процессов.

Другое преимущество многослойных решёток — регулируемость их полосы пропускания, что позволяет оптимизировать поток и разрешение в соответствии с требованиями эксперимента. Это делает их применение неограниченным как для спектроскопии, так и для монохроматизации РИ.

Таким образом, создание и исследование новых элементов рентгеновской оптики, таких как МДР, дающих возможность достигать высокого спектрального разрешения при большой светосиле, позволяет не только расширить спектральный диапазон и выбор объектов исследования, но и реализовать новые подходы в проведении рентгеновских исследований, неосуществимые при использовании традиционных рентгенооптических элементов [450–454].

Существует несколько типов амплитудных отражающих (бразговских) МДР, они схематически показаны на рис. 20.

Схематическое представление ламеллярной МДР показано на рис. 21. РИ падает на решётку под углом θ_0 и отражается под углом θ_p в дифракционный порядок p . Решётка имеет период D и состоит из ламелей МИС A/S с периодом d и шириной L .

В области диапазонов ЖР и МР (малые углы падения; длина экстинкции много больше периода решётки D) многослойные ламели для РИ становятся полупрозрачными. Качественно это приводит к тому, что каждый рентгенов-

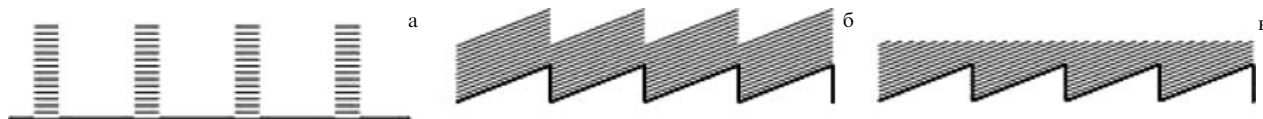


Рис. 20. Различные типы отражательных МДР: (а) ламеллярная, (б) профилированная, (в) срезанная [452].

ский фотон отражается не от одной, а от нескольких десятков многослойных ламелей одновременно. При этом происходит одновременное выполнение дифракционных условий для отражения РИ от слоёв МИС и от структуры дифракционной решётки [457]:

$$\frac{\lambda m}{d} = \sin \theta_0 + \sin \theta_p, \quad (20)$$

$$\frac{\lambda p}{D} = \cos \theta_0 - \cos \theta_p, \quad (21)$$

где $p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ и $m = 1, 2, 3, \dots$ обозначают порядки дифракции для решётки и МИС соответственно.

Одновременное выполнение условий (20) и (21) для двух переменных из трёх (θ_0 , θ_p и λ) определяют дифракционные максимумы МДР. Эти условия аналогичны условиям Брэгга для дифракции излучения в кристаллах.

12.1. Ламеллярные МДР

В пионерской работе [456] теоретически и экспериментально было показано, что можно улучшить спектральное разрешение травлением МИС, поскольку глубина проникновения РЛ может быть увеличена при удалении из МИС с помощью травления части поглощающего материала, что приводит к так называемой ламеллярной МДР [451, 457–463]. Как правило, улучшение разрешения МДР для диапазона МР сопровождается потерей в отражательной способности, вызванной нежелательной дифракцией на структуре решётки. В простой МИС весь выход интенсивности РИ находится в одном пучке нулевого порядка. Однако первичная монохроматическая плоская волна дифрагирует на МДР в различные порядки дифракции (см. рис. 21), тем самым уменьшая эффективность для каждого индивидуального порядка [458, 464]. Для того чтобы уменьшить эти дифракционные потери, на основе разработанной строгой теории дифракции РИ на ламеллярных МДР предложен одномодовый режим работы МДР, при котором падающая волна эффективно возбуждает единственную волну определённого порядка дифракции [20, 255, 451, 465, 466]. Необходимое условие для работы МДР в режиме одного порядка дифракции совершенно очевидно: угловая ширина пика Брэгга МДР $\Gamma \Delta\theta$ (где Γ — отношение ширины ламели к периоду решётки, $\Delta\theta$ — ширина пика Брэгга для МИС) должна быть малой по сравнению с угловым расстоянием между соседними дифракционными пиками d/D :

$$\Gamma D \Delta\theta \ll d. \quad (22)$$

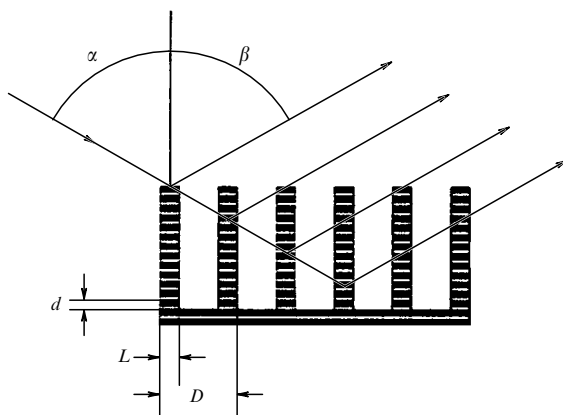


Рис. 22. Схема дифракции РИ на МДР в одномодовом режиме [450].

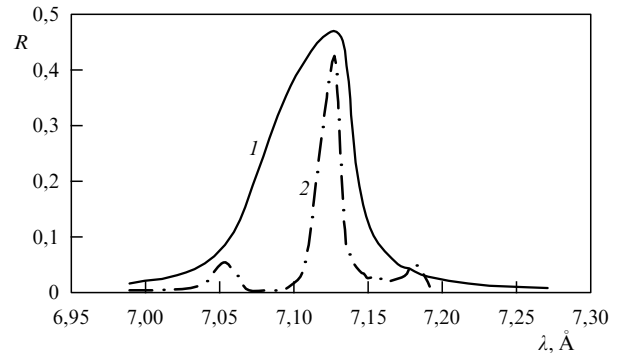


Рис. 23. Расчётная отражательная способность для МИС Mo/C с периодом 2,5 нм (1) и МДР с $\Gamma = 1/3$ и 500 слоями МИС Mo/C (2) [455].

Тогда более высокие порядки дифракции "выпадают" из приёмного угла $\Delta\theta$ для брэгговского отражения на МИС и первичный пучок эффективно возбуждает только один порядок дифракции, существенно улучшая отражательную способность МДР. В приближении полубесконечной и строго периодической МИС одномодовый режим улучшает спектральное разрешение в $1/\Gamma$ раз, а пиковая отражательная способность сохраняется на уровне обычных МИС, так как протравленная структура действует не как дифракционная решётка, а просто как МИС, работающая в геометрии скользящего падения (рис. 22). Напротив, глубина проникновения волны H в глубь структуры, а следовательно, и разрешение МДР увеличиваются из-за обратной пропорциональности параметру Γ [20, 255]:

$$H = \frac{\lambda \sin \theta}{\pi \Gamma \chi} \left\{ (1 - y^2) \left[1 + y^2 \left(\frac{\text{Re } \Delta\chi}{\text{Im } \Delta\chi} \right)^2 \right] \right\}^{1/2},$$

$$y = \frac{\sin(\pi\gamma)}{\pi[\gamma + \text{Im } \chi_B / \text{Im } \Delta\chi]}. \quad (23)$$

Сравнение формул (10) и (23) приводит к выводу, что использование МДР в одномодовом режиме позволяет значительно увеличить разрешение по сравнению с обычной МИС без потерь в пиковом коэффициенте отражения (рис. 23). Таким образом, ламеллярные МДР предлагают улучшенное разрешение для монохроматизации МР-излучения. Поэтому они нашли применение в спектроскопии [461, 463, 467–471] и для монохроматизации РИ [458, 464, 472, 473].

12.2. Профилированные МДР

Дальнейшее повышение разрешающей способности и эффективности многослойной рентгеновской оптики связано с использованием профилированной решётки. Обычно используется пилообразный профиль. Такая МДР в отечественной литературе называется многослойной решёткой с блеском (blazed grating). Так как пилообразный профиль напоминает лестницу, здесь будет использоваться термин "МДР-эшелетт" (франц. echelette, от echelle — лестница). МДР-эшелетт образуется осаждением МИС на пилообразную подложку [474–485] (рис. 206). Пилообразный рельеф обычно изготавливается с помощью влажного анизотропного травления [479, 483] или многоуровневой электронно-лучевой литографии [486].

Уравнение решётки (формула (20)) показывает, что углы дифракционных порядков зависят только от периода каналов, а не от их формы. Интенсивность дифракционной картины может быть изменена, если её отражающие части (поверхности ступенек) наклонены в плоскости дифракции

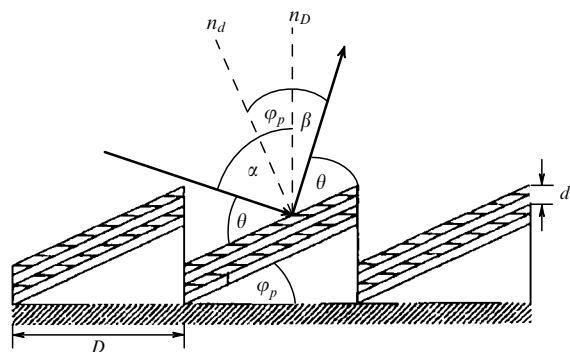


Рис. 24. Дифракционная геометрия МДР-эшелетт: α — угол падения, β — угол дифракции для m -го порядка, φ_p — угол блеска, θ — угол Брэгга, D — период решётки, d — интервал многослойного покрытия, n_d — нормаль к плоскости решётки, n_p — нормаль к плоскости МИС [480].

под углом φ_p к образующей решётки, для того чтобы рассеять большую часть излучения в предпочтительном направлении (и в конкретный порядок дифракции p). При этом луч, дифрагированный на решётке, и луч, отражённый на ступенях, отклоняются в одном и том же направлении (рис. 24).

Уравнение решётки может быть переписано в виде [474]

$$p\lambda = 2D \sin \varphi_p \sin \theta. \quad (24)$$

где $2\varphi_p$ — угол отклонения дифрагированного РИ от нулевого порядка ($2\varphi_p = \theta_p - \theta_0$).

Объединение уравнения (24) с формулой Брэгга для МИС ($\lambda m = 2d \sin \theta$) даёт уравнение соответствия для МИС и решётки:

$$pd = mD \sin \varphi_p, \quad (25)$$

Угол φ_p является важной характеристикой эшелетт-решётки и называется "углом блеска". Из названия видно, что это угол, под которым решётка как бы "блестит", т.е. зеркально отражает излучение от рабочих граней ступенек.

Основным недостатком эшелетт-решёток является низкая эффективность дифракции из-за экранирования: каждый зубец "пилы" затеняет соседний, так что лишь часть отражающих полосок оказывается освещённой.

С использованием численных и экспериментальных методов было продемонстрировано [450, 482], что предел эффективности (фактор Майстр – Пети [487]) для классической дифракции может быть превышен в 2–2,5 раза в более высоких порядках, когда период МДР короче, чем длина затухания РИ: плотные многослойные периоды становятся полупрозрачными для МР-излучения, что уменьшает эффект затенения. Кроме того, относительная дифракционная эффективность уменьшается с увеличением асимметрии b ($b = \cos \alpha / \cos \beta$) и, следовательно, с увеличением угла блеска φ_p , который связывает углы падения α и дифракции β : $\alpha = \beta + 2\varphi_p$.

Геометрические параметры МДР-эшелетт могут быть выбраны так, чтобы обеспечить работу одного порядка, когда возбуждается только одна дифрагированная волна, а волны всех остальных порядков подавлены. В результате эффективность решётки может достигнуть отражательной способности обычной МИС. Этот вывод также справедлив для широкополосных МДР-эшелетт, основанных на градиентных МИС [488].

При энергии фотонов от 1 до 5 кэВ эшелетт-решётки с многослойным покрытием идеально подходят для подавления

более высоких порядков дифракции. С этой целью авторы работы [485] использовали эшелетт-решётку с плотностью 2000 штрихов на 1 мм и углом блеска $0,84^\circ$, покрытую 20-слойной МИС Cr/C с d -интервалом 7,3 нм. Эффективность МДР-эшелетт равнялась 35 % и 55 % при 2 и 4 кэВ соответственно.

Эшелетт-решётка с плотностью канавок 3000 штрихов на 1 мм [476] и углом блеска $2,78^\circ$ имела многослойное покрытие Mo₂C/Si. При угле падения $5,6^\circ$ и длине волны 15,79 нм измеренный пик эффективности во втором отрицательном порядке дифракции равнялся 29,9 %. В работе [489] сообщалось об изготовлении и характеристике эшелетт-решётки с углом блеска $1,9^\circ$ и многослойным покрытием Mo/Si. При угле падения 10° и длине волны 13,62 нм дифракционная эффективность отрицательного второго порядка достигла 36,2 %.

Эшелетт-решётка, покрытая 20 бислоями Mo/Si, продемонстрировала дифракционную эффективность в третьем порядке до 33 % при угле падения 11° и длине волны 14,18 нм [478]. Новый рекорд дифракционной эффективности был установлен для МДР-эшелетт с плотностью канавок 2525 линий на 1 мм, оптимизированной для второго дифракционного порядка [481]. Её абсолютная эффективность при длине волны 13,4 нм достигла 52,0 %.

Итак, с помощью МДР-эшелетт с большой плотностью канавок и высокими порядками дифракции может быть получено хорошее спектральное разрешение при достаточно высокой отражательной способности, что представляет особый интерес для современных методов спектроскопии [490, 491].

12.3. Срезанные МДР

Существуют два основных способа достижения сверхвысокого спектрального разрешения в диапазоне длин волн МР-излучения. Один из способов — использование дифракции высокого порядка с МДР с достаточно низкой плотностью канавок (например, с МДР-эшелетт), а другой — использование первого порядка дифракции решётки с сверхвысокой плотностью канавок. МДР второго типа может быть изготовлена путём нарезки и полировки структуры МИС, имеющей большое число периодов $N = 1000 - 2000$, срезанной под небольшим углом φ к её плоскости (рис. 25). При этом на срезе формируется решётка с периодом $D = d / \sin \varphi$, а уравнение МДР приобретает вид [422, 492]

$$m\lambda = D (\sin \beta - \sin \alpha) = 2D \sin \varphi \sin \theta. \quad (26)$$

Заметим, что такая структура и асимметрично срезанный кристаллический монохроматор обладают сходными

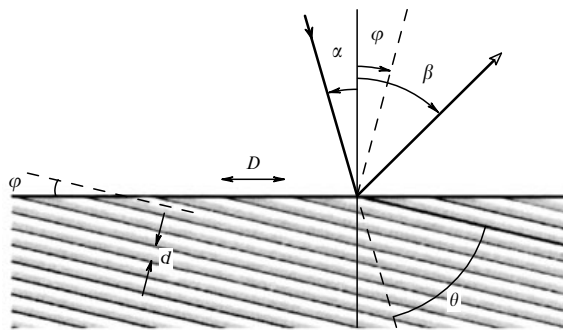


Рис. 25. Геометрия дифракции на срезанной МДР: α — угол падения, β — угол дифракции, φ — угол среза, θ — угол Брэгга, D — период решётки, d — интервал многослойного покрытия [492].

диспергирующими свойствами. Также существует очевидное сходство между МДР-эшелетт и срезанной МДР [493]. Действительно, срезанная МДР является, по существу, МДР-эшелетт первого порядка. Это подтверждается вычислениями эффективности, которые показывают, что, подобно МДР-эшелетт, срезанные МДР демонстрируют очень высокую эффективность, которая может приближаться к отражательной способности МИС [494].

По сравнению с МДР-эшелетт срезанная МДР должна обладать более высокой отражательной способностью из-за уменьшения эффекта затенения. Кроме того, срезанная решётка должна обеспечивать более правильную дифракционную картину без перекрытия порядков отражения, что было бы характерно для МДР-эшелетт с дифракцией в очень высоком порядке. Свойства срезанной МДР были подробно рассмотрены в работах [422, 453, 494]. Первые срезанные МДР на основе МИС Mo/Si были созданы несколько лет назад и использованы для изучения спектра лазерной плазмы в диапазоне длин волн 12–30 нм [493, 495]. Экспериментально была показана высокая эффективность таких МДР в УФ-диапазоне [422, 494]. Однако максимальное число периодов решётки, созданной срезкой МИС, нанесённой на плоскую подложку, равно числу осаждённых слоёв, что при ограничениях техники осаждения лимитирует как спектральное разрешение, так и размер МДР. Эти ограничения были преодолены осаждением МИС на подложку-эшелетт с последующей полировкой, удаляющей часть покрытия и образующей наклонный срез [496] (рис. 20в). Например, в работе [492] сообщалось о создании для длины волны 13,2 нм срезанной МДР с эффективностью ~ 30 %, с эшелетт-решёткой с периодом 36,95 нм и углом блеска 10,5°, покрытой МИС Mo/Si, состоящей из 3200 бислоёв с периодом 6,7 нм и $\gamma = 0,5$.

12.4. Фазовые МДР

Для увеличения эффективности ламеллярных МДР были разработаны фазовые решётки [495, 497–500]. В отличие от "классических" ламеллярных МДР в них используется отражение РИ от верхней части ламели и от "дна" канавки. Для этого изготавливают МДР травлением на определённую глубину h или покрывают ламеллярную решётку МИС с глубиной канавки h (рис. 26).

Излучение, которое отражается от дна и поверхности ламели, конструктивно интерферирует, если $h = q\lambda/2(\cos\alpha + \cos\beta)$, где q — целое нечётное число, α — угол падения, β — угол дифракции. В идеале для нормального падения нулевой порядок и чётные порядки полностью подавлены, если это условие выполнено и если пазы и ламели равны по ширине (т.е. $\Gamma = 0,5$). Тогда 40,5 % интен-

сивности первичного РИ дифрагируют в каждый из $+1$ и -1 порядков, а интенсивности в более высоких нечётных порядках уменьшаются как m^{-2} , где m — номер дифракционного порядка [501].

Авторы работы [497] сообщали о первой попытке произвести ламеллярную фазовую МДР, предназначенную для работы вблизи нормального падения в УФ-области. Клайнберг и др. [499] осаждали МИС Mo/Si на ионно-протравленную ламеллярную решётку. Решётка имела 1200 штрихов на 1 мм, глубину канавки 61 Å и $\Gamma = 0,41$. Для угла падения 46° и s-поляризованного излучения с длиной волны 13,6 нм эффективность в порядках дифракции $+1$ и -1 равнялась 11 % и 9 % соответственно. В работе [500] описана фазовая МДР, состоящая из ламеллярной решётки, покрытой МИС Mo/Si. Плотность штрихов решётки равнялась 2400 мм⁻¹, глубина канавки 40 Å и ширина канавки 2080 Å. Многослойное покрытие было оптимизировано так, чтобы иметь пик нормального отражения на длине волны около 15 нм. Для угла падения 10° пиковая эффективность решётки составляла 16,3 % в порядке $+1$ и 15,0 % в -1 -м порядке. Эффективность в нулевом порядке была ниже в 40 раз благодаря отличному подбору глубины и ширины канавки.

12.5. Альтернативная МДР

Среди всех видов многослойных решёток чередующаяся альтернативная МДР, схема которой показана на рис. 27, относительно легко изготавливается путём осаждения периодической многослойной структуры на пластинчатую подложку с глубиной ламели d , являющейся частью многослойного периода структуры [502]. Альтернативная МДР представляет собой решётку с двойной периодичностью в нанометровом масштабе. В плоскости поверхности периодом является шаг p ламеллярной решётки, в вертикальном направлении период МИС равен $2d$. Следовательно, альтернативная МДР имеет свойства, подобные кристаллу, с преимуществом свободы выбора периодичности. В идеальном случае, изображённом на рис. 27, ламеллярный профиль покрыт идеальной МИС, и все слои имеют толщину, равную глубине канавки решётки. В поперечном сечении решётки два материала МИС чередуются в шахматном порядке [503].

Дифракционная эффективность альтернативной МДР достигает максимально возможного значения, если ширина канавки составляет половину периода решётки ($\Gamma = 0,5$), а параметры МИС, в первую очередь параметр γ , выбраны для обеспечения максимальной отражательной способности обычных МИС. Среди преимуществ альтернативной МДР можно указать следующие два: относительно про-

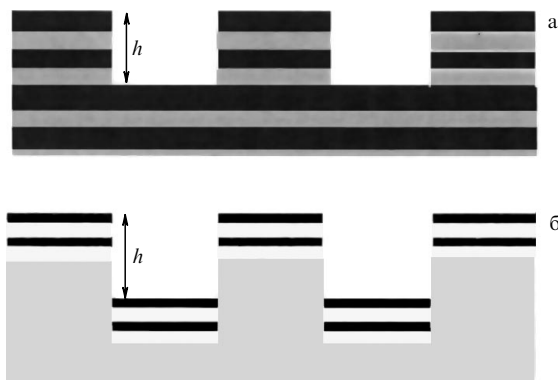


Рис. 26. Фазовые ламеллярные МДР, полученные травлением МИС (а) и нанесением МИС на дифракционную решётку (б).

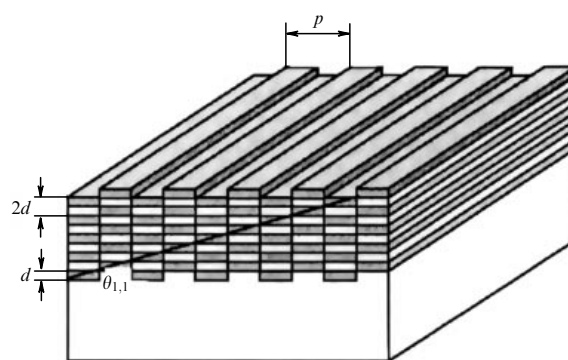


Рис. 27. Модель альтернативной МДР (см. текст). Наклонная прямая обозначает ориентацию брэгговской плоскости (1,1) [505].

стое изготовление рельефа ламелей на решётчатой подложке по сравнению с пилообразным рельефом подложки-эшелетта, а также возможность значительно уменьшить дифракционную эффективность нулевого и всех чётных порядков [504].

Недавно альтернативные МДР были успешно спроектированы и изготовлены для применения в рентгеновской аппаратуре [502 – 506].

12.6. МДР с функцией спектральной чистоты

Фазовые ламеллярные МДР могут быть использованы для фильтрации нежелательного излучения (например, ИК-излучения) [14, 507 – 509].

Так как угловое разделение дифракционных порядков пропорционально λ/D , при использовании решётки с большим периодом в десятки микронметров внеполосное длинноволновое излучение из зеркального направления под большим углом дифрагирует в более высокие порядки, так что оно может быть заблокировано апертурной диафрагмой. При этом ЭУФ-излучение будет сосредоточено вокруг нулевого порядка, который обеспечивает высокую эффективность. Однако в этом же направлении распространяется нулевой порядок нежелательного излучения. Справедливо следующее выражение для эффективности дифракции нулевого порядка [508]:

$$R_0 = R_{\text{tot}}(1 + 2\Gamma(\Gamma - 1)) \left(1 - \cos\left(\frac{4\pi h}{\lambda}\right)\right), \quad (27)$$

где R_{tot} — полная отражённая интенсивность. Из уравнения (27) следует, что интенсивность нулевого порядка становится равной нулю только при $\Gamma = 0,5$ и $h = \lambda/4 + m\lambda/2$, где $m = 0, 1, 2, \dots$. Таким образом, отражение от верхней и нижней поверхности канавки нежелательного излучения приведёт к деструктивной интерференции. Длина волны максимального подавления может настраиваться путём изменения высоты решётки h .

Такой тип фазовой МДР использовался в работе [510] для подавления отражения УФ-излучения. Многослойная решётка с коэффициентом отражения 64 %, рассчитанная на работу с длиной волны 70 нм, обеспечивала 30-кратное подавление излучения с $\lambda = 280$ нм.

Медведев и др. [508] при работе на длине волны 10,6 нм использовали фазовую ламеллярную МДР с периодом решётки 100 мкм, которая показала 70-кратное подавление ИК-излучения в сочетании с отражательной способностью 61 %. Описанный метод подавления нежелательного излучения был применён в конденсорном зеркале для ЭУФ-лиитографии [507, 511].

Хотя пластинчатая решётка фазового сдвига и просветляющие покрытия, рассмотренные выше, достигли высокой эффективности в подавлении внеполосного излучения, она всё ещё ограничена деструктивной интерференцией.

УФ-излучение может отражаться от одного слоя Si толщиной несколько нанометров. Si также имеет низкое поглощение в области ЭУФ. Поэтому широкополосное подавление УФ-излучения может быть реализовано с помощью замены прямоугольной формы канавки решётки на профилированную. Могут использоваться различные структуры, такие как эшелетт-решётка [512, 513] или пирамида. В этом случае нежелательное излучение рассеивается в более высокие дифракционные порядки по наклонным граням в широком диапазоне длин волн, а ЭУФ-излучение по-прежнему отражается МИС.

Полное подавление полосы УФ-излучения (100 – 400 нм) в сочетании с коэффициентом отражения ЭУФ-излучения 56,2 % было продемонстрировано при создании кремниевых пирамид поверх многослойной структуры Mo/Si [514]

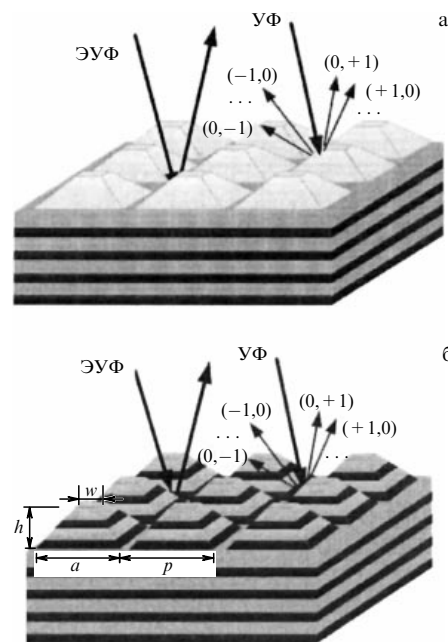


Рис. 28. Схема кремниевой пирамидальной структуры, нанесённой на МИС (а), и пирамидальной структуры, являющейся продолжением МИС (б) [305] (см. текст).

(рис. 28а). Так как поглощением всех материалов, в том числе кремния, в области ЭУФ нельзя пренебрегать, часть интенсивности ЭУФ-излучения будет потеряна из-за поглощения в пирамидах. Однако если пирамида состоит из МИС, как, например, из Mo и Si, то подавление УФ-излучения сохранится, но ЭУФ-излучение теперь отражается пирамидами МИС и нижними слоями МИС. Многослойная структура пирамид показала почти такое же УФ-подавление, как кремниевые пирамиды, и позволила достичь высокой эффективности ЭУФ-излучения в 64,7 % [305].

Подавление УФ-излучения в основном вызвано дифракцией на периодических гранях пирамид и деструктивной интерференцией между отражением от верхней плоской области и долины между пирамидами, так что большая часть УФ-мощности рассеивается в более высокие порядки. Структура может быть оптимизирована подбором структурных параметров, включая высоту (h), период (p), ширину дна (a) и ширину верхней плоскости (w). Влияние различных структурных параметров и детальной оптимизации структуры было обсуждено в статье, описывающей кремниевые пирамиды [514].

Стоит отметить, что отражённая от пирамид интенсивность распределяется в более широкую угловую область (в пределах нескольких порядков) вокруг направления зеркального отражения фасет по сравнению с эшелетт-решёткой. Это связано с двумерной симметрией формы пирамид (рис. 28б).

Пирамидальные структуры могут быть использованы для различных диапазонов длин волн и различных применений, включая получение изображений Солнца и фильтрацию излучения источников высоких гармоник [14].

13. Многослойные дифракционные трансмиссионные решётки

Современная рентгеновская оптика требует создания элементов с более высокими дисперсионными возможностями. В случае трансмиссионных дифракционных решёток это требование сводится к формированию структур с большим

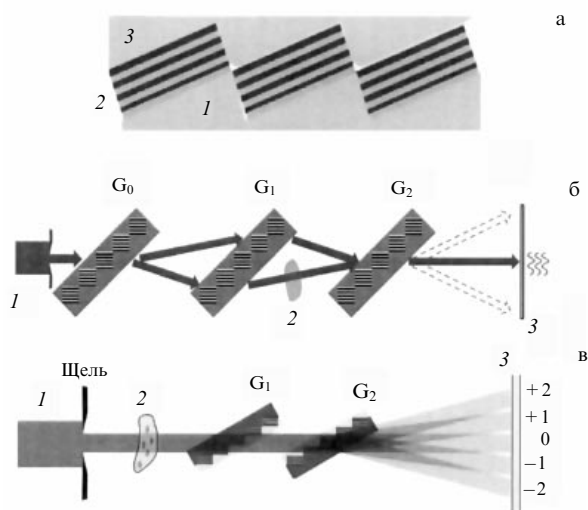


Рис. 29. (а) Структура трансмиссионной МДР: 1 — эшелетт-подложка Si, 2 — МИС, 3 — верхний слой Si [517]. Получение фазово-контрастных изображений с использованием трансмиссионных МДР: в геометрии интерферометров Бонзе–Харта [521] (б) и Тальбота [520] (в) (1 — первичный пучок РИ, 2 — образец, 3 — детектор, решётки G_0 , G_1 и G_2 — расщепитель, зеркало и анализатор соответственно).

аспектным отношением (отношением глубины рельефа к поперечному размеру штриха решётки) и большой плотностью штрихов, т.е. очень небольшим периодом. Нарезкой и уточнением МИС может быть получена МДР, удовлетворяющая этим требованиям [515, 516]. Подбором глубины рельефа (длины штриха) и оптических констант МИС может быть создана фазовая МДР.

Однако нарезкой невозможно создать трансмиссионную решётку большой площади, необходимой, например, для экспериментов по рентгеновской визуализации. Авторы работ [517, 518] предложили метод изготовления трансмиссионных решёток с субмикрометровыми периодами и сантиметровыми размерами с помощью многослойного покрытия подложки в форме лестницы (эшелетта). Преимуществом этого подхода является высокое аспектное отношение многослойного покрытия и большая площадь подложки. Несколько слоёв наносится на горизонтальные поверхности "лестничного марша" магнетронным распылением за один проход. Затем слой кремния осаждается на верхнюю часть решётки и полируется для выравнивания длины пути РИ в структуре (рис. 29а). Каждая ступень подложки образует микрорешётку толщиной, равной высоте ступени, а массив микрорешёток представляет собой единую решётку большой площади с учётом выполнения условий непрерывности. При этом период решётки потенциально может быть меньше 100 нм.

Повышение чувствительности к фазовому контрасту может быть достигнуто при использовании интерферометра дальнего поля, состоящего из фазовых решёток, совместимых с полихроматическим источником излучения.

Классический рентгеновский интерферометр Бонзе–Харта [519] состоит из трёх кристаллов, вырезанных из моноблока кремния и расположенных на равных расстояниях друг от друга. В работах [520, 521] авторы заменили кристаллы одинаковыми нанометровыми фазовыми решётками (рис. 29б). Первая G_0 (расщепитель) формирует два когерентных пучка, вторая G_1 (зеркало) соединяет их на третьей решётке G_2 (анализаторе). Если теперь на пути одного из пучков поместить достаточно прозрачный для РИ исследуемый образец, то в результате изменения фазы

детектор, расположенный за третьей решёткой, зарегистрирует интерференционную картину, расшифровка которой позволит охарактеризовать образец.

Рентгеновский интерферометр Тальбота [522, 523] принципиально мало отличается от кристаллического интерферометра. В схеме, описанной в работе [520], он состоит из двух дифракционных решёток G_1 и G_2 [524] (рис. 29в). Первая (фазовая) решётка G_1 вызывает периодическую модуляцию волнового фронта, аналогичную стоячей волне, создаваемой расщепителем и зеркалом интерферометра Бонзе–Харта. Период получаемой френелевской интерференционной картины — порядка нескольких микрометров и, как правило, намного меньше разрешения детектора. Для характеристики её пространственных и амплитудных особенностей перед детектором в одной из плоскостей максимальной контрастности устанавливается решётка G_2 , выполняющая роль анализатора. В то время как решётка-анализатор G_2 должна быть амплитудной решёткой, потому что выполняет функцию маски, решётка расщепителя G_1 может быть фазовой или абсорбционной. Интерферометр "разлагает" пучок на несколько дифракционных порядков, каждый из которых содержит изображение образца. Расстояние между интерферометром и детектором позволяет разделить дифракционные порядки и предотвратить перекрытие изображений.

13.1. Многослойная зонная пластинка Френеля

Зонная пластинка Френеля как компактный фокусирующий рентгенооптический элемент нашла широкое применение в рентгеновской микроскопии, голографии, интерферометрии.

Зонная пластинка Френеля состоит из серии концентрических круговых зон с попеременным поглощением и пропусканием РИ [2, 352]. Её структура определяется формулой [525]

$$r_n^2 = n\lambda f + \frac{n^2 \lambda^2}{4}, \quad (28)$$

где λ — длина волны РИ, f — фокусное расстояние для первого дифракционного порядка, r_n — положение n -й зоны. Второе слагаемое может быть опущено, если $n\lambda \ll f$, что приводит к межзонному расстоянию $d(r_n) = (r_n - r_{n-2}) \approx f\lambda/r_n$. Максимально достижимое разрешение зонной пластинки Френеля определяется размером Δr дальней зоны:

$$D_m = 1,22 \frac{\Delta r}{m}. \quad (29)$$

Для преодоления ограничений, присущих "классическим" амплитудным зонным пластинкам Френеля (в частности, низкого аспектного отношения), был разработан [526–529] метод осаждения–нарезки (sputter-sliced), называемый иногда методом "рулета". В этой технике два различных материала с разным поглощением РИ или разными свойствами фазового сдвига поочерёдно наносятся на вращающийся цилиндрический сердечник из золотой или стеклянной проволоки методом атомного многослойного осаждения. Затем необходимое количество МДР желаемой толщины можно получить нарезкой полученной структуры с помощью сфокусированного ионного пучка, для того чтобы создать концентрическую многослойную структуру необходимой толщины (10–200 мкм) (рис. 30). Важным преимуществом метода является возможность вырезать из одного "рулета" МДР разной толщины, адаптированные к разным энергиям РИ. В принципе, ширина зон может достигать нескольких атомных слоёв и, кроме того, здесь нет никаких ограничений на величину аспектного отношения.

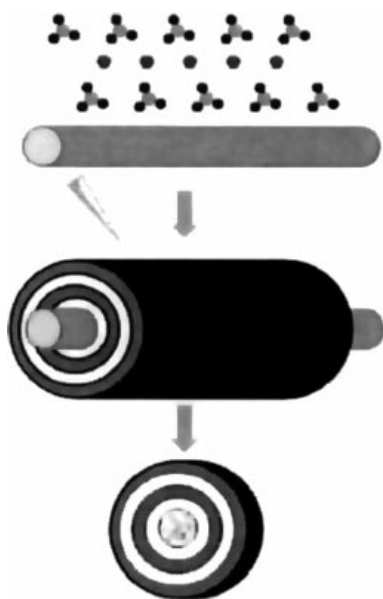


Рис. 30. Схема этапов получения фокусирующих МДР методом "рулета" [529] (см. текст).

Разница в декрементах коэффициента преломления $\Delta\delta$ используемых материалов определяет относительный фазовый сдвиг рентгеновских лучей, выходящих из МДР. В результате интерференции в фокальной плоскости максимальная эффективность достигается при толщине t_π , соответствующей фазовому сдвигу на π : $t_\pi = \lambda/2\Delta\delta$ [526].

Для создания МДР описанным методом исследователями опробован широкий набор пар "контрастных" материалов, имеющих высокую теплостойкость и малый коэффициент диффузии [528]. Койяма и др. [527] смогли добиться эффективности фокусировки первого дифракционного порядка, равной 27 %, для МДР, состоящей из слоев MoSi_2/Si с шириной внешней зоны 40,4 нм, толщиной 32 мкм, аспектным отношением 792 при работе с энергией РИ, равной 20 кэВ.

13.2. Многослойная лауэ-линза

Метод "рулета" потенциально подходит для производства рентгеновской оптики, обеспечивающей суб-10 нм разрешение. Тем не менее теоретический предел разрешения может быть недостижимым из-за aberrаций, вносимых ошибками позиционирования зон, влияющих на размер фокусного пятна. Точность осаждения слоев для МДР с фокусным расстоянием, пригодным для практических приложений, является серьезной проблемой. Однако практические трудности, связанные с формой сердечника (он не является ни идеально круглым, ни гладким), шероховатостью границ многослойной структуры и деформацией в процессе её резки, затрудняют производство фокусирующих МДР с высоким разрешением.

Новым подходом к созданию дифракционной оптики с высокой числовой апертурой и эффективностью является многослойная лауэ-линза (МЛЛ) [10, 530]. Она создается многослойным осаждением на плоскую подложку и состоит из поочередно нанесенных двух (или более) материалов с периодами, которые следуют закону зонной пластинки Френеля (формула (28)). Её можно рассматривать как особый тип зонной пластинки.

Важное преимущество МЛЛ по сравнению с "рулетной" МДР заключается в том, что при тонкоплёночном осаждении на промышленно изготовленные кремниевые пластины

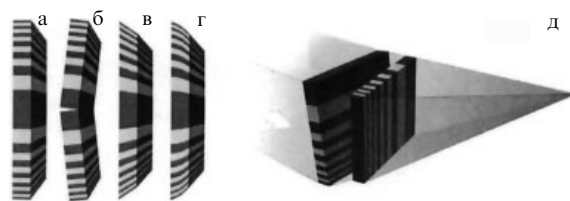


Рис. 31. Четыре типа МЛЛ: (а) плоские, (б) наклонные, (в) клиновидные, (г) изогнутые. (д) Схема 2D-фокусировки с использованием двух скрещенных МЛЛ [530].

(чипы) образуется существенно меньшее количество структурных дефектов, поскольку качество подготовки поверхности чипов и её однородность существенно превосходят качество поверхности и радиальную однородность сердечника в методе рулета.

Были опробованы различные материалы и методы осаждения для изготовления МЛЛ [531, 532] и продемонстрировано несколько экспериментов с их использованием [533–536], что указывает на достаточную "зрелость" МЛЛ для научных приложений.

На сегодняшний день большинство известных рентгеновских экспериментов проводилось с использованием МЛЛ, состоящих из плоских зон. Плоская МЛЛ (рис. 31а) функционально идентична линейной зонной пластинке Френеля; при этом зоны параллельны друг другу и фокусируют излучение при его нормальном падении на линзу. Хотя плоские МЛЛ достаточно просты в изготовлении, они не могут эффективно сфокусировать РИ до размеров, меньших 10 нм, вследствие динамических эффектов дифракции [537].

Для повышения качества и эффективности фокусировки две половинки МЛЛ могут быть наклонены к оптической оси, чтобы удовлетворить условию Брэгга для наружных слоев (рис. 31б). Наклонная МЛЛ, описанная в работе [538] ($\Delta r = 4$ нм, $f = 4,2$ мм), дала фокусировку РЛ с энергией 12 кэВ в линию шириной 11,2 нм с 15%-ной эффективностью, а МЛЛ, созданная авторами работы [539], — линейную фокусировку до 30 нм с дифракционной эффективностью более 40 % при $E = 19,5$ кэВ. Кстати, зоны за пределами оптической оси, как правило, бывают опущены, что приводит к формированию половины линзы.

Однако высокую эффективность создаёт только небольшая область наклонной МЛЛ. Для получения размера фокуса в 1 нм с эффективностью выше 50 % требуется создание МЛЛ с монотонно меняющимся наклоном зон относительно падающего пучка с локальным соблюдением закона Брэгга. Такая структура называется клиновидной МЛЛ [540–542] (рис. 31в). Клиновидный тип МЛЛ может иметь очень высокую эффективность (до 74 % [543]).

Описанная в работе [544] клиновидная МЛЛ показала эффективность 27 % и размер фокуса 26 нм при $E = 14,6$ кэВ в хорошем согласии с теоретическими расчётами.

Рентгеновская оптика высокого разрешения требует создания МЛЛ с объёмными изогнутыми зонами, состоящей из конфокальных параболических слоев для падающей плоской волны или конфокальных эллипсоидальных слоев для сферической волны [537] (рис. 31г). Однако изготовление таких МЛЛ сопряжено с большими трудностями. Один из способов их преодоления разработан на основе моделирования дифракции РЛ в объёмной круговой зонной пластинке: оптимизированный профиль её зон даёт их многоуровневую конструкцию с радиальным увеличением углов наклона и уменьшением высоты уровней [545].

Перечисленные четыре типа МЛЛ обладают разными свойствами фокусировки в связи с их различной зависи-

мостью от динамических эффектов [537]. Как линейно-фокусирующий оптический элемент, МЛЛ фокусирует РИ только в одной плоскости, независимо от её типа. Двумерная фокусировка может быть достигнута с помощью скрещенных МЛЛ [533–536, 542, 543] (рис. 31д). В работе [546] сообщалось, что с помощью скрещенных МЛЛ, состоящих из МИС WC/SiC, удалось сфокусировать РИ с энергией 16,3 кэВ в пятно размером $8,4 \times 6,8$ нм.

14. Заключение. Перспективы и выводы

Как следует из изложенного выше, в последние несколько лет МИС и МДР получили значительное развитие [14]. Они обеспечивают требуемую отражательную способность, полосу пропускания, спектральную чистоту и другие параметры, хотя не все спецификации могут выполняться одновременно. Эта оптика чрезвычайно усилила возможности различных научных приложений. Тем не менее существуют новые возможности, а также проблемы, возникающие не в последнюю очередь благодаря наличию источников высокой яркости. Были созданы или поступают в эксплуатацию новые поколения ЭУФ-источников, в том числе дифракционно-лимитирующие [547], ЛСЭ, источники генерации гармоник, источники высокой мощности ЭУФ-излучения для литографии [548]. Новые источники СИ четвертого поколения [549] обеспечат более высокую яркость с гораздо лучшей когерентностью, чем существующее поколение накопительных колец. Чтобы полностью реализовать преимущества этих новых источников, необходимо сохранить увеличенный поток фотонов и усовершенствовать способы контроля рентгеновских импульсов для обеспечения требуемых спектральных/временных и поляризационных свойств излучения для различных приложений [14].

Требуется разработка методов создания многослойных покрытий с чрезвычайно высокой точностью, латеральной однородностью периодов и качеством границ разделов для увеличения эффективности оптики и поддержания когерентности источника излучения. Многослойные решетки со сверхвысоким спектральным разрешением и высокой эффективностью необходимы для изучения различных процессов в веществе. Методы формирования импульсов, используемых в области ЭУФ, должны быть разработаны для управления всеми характеристиками фемто- или вторичных аттоимпульсов. Развитие некоторых из этих оптических приборов началось, но есть гораздо больше проблем, достижение которых требует инновационных решений и совершенствования технологий осаждения и нанообработки [14]. Прогресс высокоточной оптики позволит усовершенствовать ряд пограничных методов, таких как резонансное неупругое рассеяние РИ [550], наномасштабная спектроскопия [551], исследование сверхбыстрой динамики [552] и квантовый контроль [553]. С другой стороны, чрезвычайно яркие источники ЭУФ также вызовут другие проблемы для оптики, такие как ограниченная продолжительность её жизни.

Поверхностное загрязнение и деградация из-за присутствия углерода и кислорода могут интенсифицироваться при высокой энергии облучения. Термическая нагрузка на зеркала ускорит междиффузионные и фазовые изменения материалов, беспрецедентно высокая яркость ЛСЭ с ультракороткими импульсами всего в десятки фемтосекунд может вызвать структурную модификацию или даже плавление слоёв. Поэтому необходим поиск новых МИС с повышенной термоустойчивостью, устойчивостью к повреждению и окислению. Изменения температуры могут вызвать серьёзные искажения (абберации) отражённого волнового фронта, которые ухудшают оптические характе-

ристики. Эти искажения, как правило, неоднородны по волновому фронту из-за неоднородной освещённости и могут иметь величины, которые сопоставимы с длиной волны. Для получения требуемых оптических характеристик необходимо исправить искажения волнового фронта. Цель может быть достигнута при использовании адаптивной оптики, например, на основе деформируемых зеркал [554, 555].

В области ЭУФ-литографии следует думать о переходе на более короткие волны — до 11 нм (например, 6,7 нм) [53].

Предлагаемые жёсткие концепции рентгеновского телескопа требуют создания МИС с периодами от 1,5 до 25 нм и с большим числом бислоёв для обеспечения высокой эффективности отражения при энергии до 600 кэВ. Растущий интерес к работе с более высокими энергиями РИ и получению больших зон сбора данных приведёт к более сложным многослойным конструкциям и, следовательно, к повышению требований к точности моделирования. Хотя маловероятно, что будущие миссии когда-либо смогут избежать использования эмпирических корректировок для определения отклика рентгеновского телескопа, цель должна заключаться в том, чтобы минимизировать их использование, контролируя самые большие источники неопределённости моделирования. Детали изготовления становятся особенно важными для сложных оптических схем телескопов, необходимых для рентгеновской астрономии [556].

Решение обратной задачи получения структурных данных из измерений отражательной способности сопряжено с определёнными трудностями, вызванными необходимостью выполнения процедуры подгонки, требующей сотен или даже тысяч симуляций. Таким образом, время вычисления является важным аспектом при попытке определить оптические свойства многослойной структуры [454]. Большое количество параметров МИС усложняет оптимизацию её структуры, но, с другой стороны, придаёт ей необыкновенную гибкость. Вне сомнений, что в ближайшие годы нам предстоит стать свидетелями дальнейших успехов в разработке и использовании многослойных рентгеновских интерференционных структур.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках Государственного задания ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН.

Список литературы

1. Spiller E *Experimental Methods Phys. Sci.* **31** 271 (1998)
2. Michette A G *Optical Systems for Soft X-Rays* (New York: Plenum Press, 1986); Мишкетт А *Оптика мягкого рентгеновского излучения* (М.: Мир, 1989)
3. Виноградов А В и др. *Зеркальная рентгеновская оптика* (Под ред. А В Виноградова) (Л.: Машиностроение, 1989)
4. Dhez P J. *Phys. Colloques* **47** C6-267 (1986)
5. Barbee T W *Opt. Eng.* **25** 898 (1986)
6. Bruijn M P et al. *Pros. SPIE* **984** 54 (1988)
7. Виноградов А В *Квантовая электроника* **32** 1113 (2002); Vиноградов А V *Quantum Electron.* **32** 1113 (2002)
8. Bajt S, Edwards N V, Madey T E *Surf. Sci. Rep.* **63** 73 (2008)
9. Morawe Ch, Osterhoff M *X-Ray Opt. Instrum.* **2010** ID 479631 (2010)
10. Yan H et al. *X-Ray Opt. Instrum.* **2010** ID 401854 (2010)
11. Louis E et al. *Prog. Surf. Sci.* **86** 255 (2011)
12. Вишняков Е А и др. *Квантовая электроника* **42** 143 (2012); Vishnyakov E A et al. *Quantum Electron.* **42** 143 (2012)
13. Барышева М М и др. *УФН* **182** 727 (2012); Barysheva M M et al. *Phys. Usp.* **55** 681 (2012)
14. Huang Q et al. *Appl. Phys. Rev.* **4** 011104 (2017)
15. Jiang L, Al-Mosheky Z, Grupido N *Powder Diffraction* **17** 81 (2002)
16. Shimizu K, Omote K *The Rigaku J.* **24** 1 (2008)

17. Блохин М А *Физика рентгеновских лучей*. 2 изд. (М.: ГИТТЛ, 1957)
18. Kozhevnikov I V, Vinogradov A V *Phys. Scr.* **17** 137 (1987)
19. Underwood J H, Barbee T W *Appl. Opt.* **20** 3027 (1981)
20. Kozhevnikov I V et al. *Opt. Express* **19** 9172 (2011)
21. Vinogradov A V, Zeldovich B Ya *Appl. Opt.* **16** 89 (1977)
22. Medvedev V V et al. *Opt. Mat. Express* **5** 1450 (2015)
23. Andreev S S et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* **448** 133 (2000)
24. Andreev S S et al. *Proc. SPIE* **1800** 195 (1991)
25. Salashchenko N N et al. *Proc. SPIE* **2011** 402 (1994)
26. Salashchenko N N, Shamov E A *Opt. Commun.* **134** 7 (1997)
27. Schäfers F, Martin M, Schmolla F *Appl. Opt.* **37** 719 (1998)
28. Kuhlmann T et al. *Appl. Opt.* **41** 2048 (2002)
29. Guggenmos A et al. *Opt. Express* **22** 26526 (2014)
30. Haase A et al. *J. Appl. Cryst.* **49** 2161 (2016)
31. Eriksson F et al. *Opt. Lett.* **28** 2494 (2003)
32. Eriksson F et al. *J. Appl. Phys.* **104** 063516 (2008)
33. Huang Q et al. *Sci Rep.* **7** 12929 (2017)
34. Mertins H C et al. *Appl. Opt.* **37** 1873 (1998)
35. Прохоров К А и др. *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. иссл.* №1 166 (1999)
36. Eriksson F et al. *Thin Solid Films* **500** 84 (2006)
37. Ghafoor N et al. *Appl. Opt.* **45** 137 (2006)
38. Artyukov I A et al. *Proc. SPIE* **5919** 59190E (2005)
39. Artyukov I A et al. *Micron* **41** 722 (2010)
40. Akhsakhalyan A D et al. *Phys. Scr.* **43** 516 (1993)
41. Niibe M et al. *Proc. SPIE* **1720** 208 (1992)
42. Artyukov I, Bugayev Ye, Devizenko O *Opt. Lett.* **34** 2930 (2009)
43. Stearns D G, Rosen R S, Vernon S P *Appl. Opt.* **32** 6952 (1993)
44. Wu B, Kumar A *Appl. Phys. Rev.* **1** 011104 (2014)
45. Medvedev V *Tailoring Spectral Properties of Extreme UV Multi-layer Optics. Dissertation* (Enschede: Universiteit Twente, 2015)
46. Stearns D G, Rosen R S, Vernon S P *J. Vac. Sci. Technol. A* **9** 2662 (1991)
47. Folta J A et al. *Proc. SPIE* **3676** 702 (1999)
48. Stuik R et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **17** 2998 (1999)
49. Louis E et al. *Proc. SPIE* **3997** 406 (2000)
50. Bajt S et al. *Opt. Eng.* **41** 1797 (2002)
51. Andreev S S, Gaponov S V, Gusev S A *Thin Solid Films* **415** 123 (2002)
52. Hiruma K et al. *Thin Solid Films* **516** 2050 (2008)
53. Chkhalo N I, Salashchenko N N *AIP Adv.* **3** 082130 (2013)
54. Stearns D G et al. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **382** 329 (1995)
55. Skulina K M et al. *Appl. Opt.* **34** 3727 (1995)
56. Mirkarimi P B, Montcalm C *Proc. SPIE* **3331** 133 (1998)
57. Tsarfati T et al. *Thin Solid Films* **518** 1365 (2009)
58. Montcalm C et al. *Appl. Opt.* **35** 5134 (1996)
59. Андреев С С и др. *ЖТФ* **80** 93 (2010); Andreev S S et al. *Tech. Phys.* **55** 1168 (2010)
60. Platonov Yu et al. *Proc. SPIE* **8076** 80760N (2011)
61. Chkhalo N I et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 011602 (2013)
62. Makhotkin I A et al. *Opt. Express* **21** 29894 (2013)
63. Ricardo P et al. *Appl. Opt.* **40** 2747 (2001)
64. Michaelsen C et al. *Opt. Lett.* **26** 792 (2001)
65. Michaelsen C et al. *Proc. SPIE* **4501** 135 (2001)
66. André J-M et al. *X-Ray Spectrom.* **34** 203 (2005)
67. Michaelsen C et al. *Proc. SPIE* **4782** 143 (2002)
68. Makhotkin I A et al. *Phys. Status Solidi A* **208** 2597 (2011)
69. Henke B L, Gullikson E M, Davis J C *Data Nucl. Data Tables* **54** 181 (1993)
70. Вишняков Е А и др. *Квантовая электроника* **43** 666 (2013); Vishnyakov E A *Quantum Electron.* **43** 666 (2013)
71. Kopylets I et al. *Appl. Surf. Sci.* **307** 360 (2014)
72. Corso A J et al. *Opt. Express* **20** 8006 (2012)
73. Kastner S O, Neupert W M, Swartz M *Astrophys. J.* **191** 261 (1974)
74. Morawe Ch, Supruangnet R, Peffen J-Ch *Thin Solid Films* **588** 1 (2015)
75. Xu D et al. *Opt. Express* **23** 33018 (2015)
76. Wu M-Y et al. *Proc. SPIE* **10235** 102350F (2017)
77. Windt D L et al. *Proc. SPIE* **5168** 1 (2003)
78. Stearns D G, Rosen R S, Vernon S P *Opt. Lett.* **16** 1283 (1991)
79. Kjornrattanawanich B, Bajt S *Appl. Opt.* **43** 5955 (2004)
80. Montcalm C et al. *Opt. Lett.* **19** 13 (1994)
81. Montcalm C et al. *Opt. Lett.* **20** 1450 (1995)
82. Sae-Lao B, Montcalm C *Opt. Lett.* **26** 7 (2001)
83. Huber S P et al. *Opt. Mater. Express* **6** 3946 (2016)
84. Xu D et al. *Opt. Express* **23** 33018 (2015)
85. Lemen J R et al. *Sol. Phys.* **275** 17 (2012)
86. Suman M et al. *Appl. Opt.* **48** 5432 (2009)
87. Meltchakov E et al. *Appl. Phys. A* **98** 111 (2010)
88. Windt D L, Bellotti J A *Appl. Optics* **48** 4932 (2009)
89. Hu M-H et al. *Opt. Express* **18** 20019 (2010)
90. Зуев С Ю и др. *Известия РАН, сер. физ.* **74** 58 (2010)
91. Zhong Q et al. *Opt. Express* **20** 10692 (2012)
92. Zhong Q et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **425** 152010 (2013)
93. Windt D L *Proc. SPIE* **9604** 96040P (2015)
94. Nii H et al. *J. Synchrotron Radiat.* **5** 702 (1998)
95. Zhu J et al. *Proc. SPIE* **8168** 81681C (2012)
96. Zhu J et al. *Front. Optoelectron. China* **1** 305 (2008)
97. Zhu J et al. *Appl. Opt.* **49** 3922 (2010)
98. Yoshikawa I et al. *Rev. Sci. Instr.* **76** 066109 (2005)
99. Takenaka H et al. *J. Electron Spec. Rel. Phen.* **144** 1047 (2005)
100. Soufli R et al. *Proc. SPIE* **5901** 59010M (2005)
101. Maury H et al. *Eur. Phys. J. B* **64** 193 (2008)
102. Soufli R et al. *Proc. SPIE* **8443** 84433R (2012)
103. Li H C et al. *Proc. SPIE* **8501** 85010G (2012)
104. Le Guen K et al. *J. Phys. Chem. C* **114** 6484 (2010)
105. Li H, Zhu J, Zhou S *Appl. Phys. Lett.* **102** 111103 (2013)
106. Uspenskii Yu A et al. *Proc. SPIE* **3156** 288 (1997)
107. Schäfers F et al. *Proc. SPIE* **5188** 138 (2003)
108. Uspenskii Yu A et al. *Opt. Lett.* **23** 771 (1998)
109. Uspenskii Yu A et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* **448** 147 (2000)
110. Vidal-Dasilva M, Fernández-Perea M, Larruquert J I *Proc. SPIE* **7448** 74480N (2009)
111. Windt D L et al. *Opt. Lett.* **30** 3186 (2005)
112. Kjornrattanawanich B et al. *Appl. Opt.* **45** 1765 (2006)
113. Kjornrattanawanich B et al. *Proc. SPIE* **6317** 63170U (2006)
114. Kjornrattanawanich B, Windt D L, Seely J F *Opt. Lett.* **33** 965 (2008)
115. Seely J F et al. *Proc. SPIE* **6317** 63170T (2006)
116. Windt D L *Proc. SPIE* **9603** 96031C (2015)
117. Paul A, Lodha G S *Phys. Rev. B* **65** 245416 (2002)
118. Windt D L et al. *Proc. SPIE* **4012** 442 (2000)
119. Mao P H *Appl. Opt.* **38** 4766 (1999)
120. Jankowski A F, Makowiecki D M *Opt. Eng.* **30** 2003 (1991)
121. Pradhan P C et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 135305 (2016)
122. Andreev S S et al. *J. Synchrotron Radiat.* **10** 358 (2003)
123. Platonov Yu, Gomez L, Broadway D *Proc. SPIE* **4782** 152 (2002)
124. Jensen C P, Madsen K K, Christensen F E *Proc. SPIE* **6266** 626612 (2006)
125. Windt D L et al. *Appl. Optics* **42** 2415 (2003)
126. Spiga D et al. *Proc. SPIE* **5488** 813 (2004)
127. Dietsch R et al. *Proc. SPIE* **4144** 137 (2000)
128. Windt D L *App. Phys. Lett.* **74** 2890 (1999)
129. Boher P, Hennem L, Hotidy Ph *Proc. SPIE* **1345** 198 (1990)
130. Larruquert J I J. *Opt. Soc. Am. A* **18** 2617 (2001)
131. Larruquert J I J. *Opt. Soc. Am. A* **19** 391 (2002)
132. Larruquert J I *Opt. Commun.* **206** 259 (2002)
133. Gautier J et al. *Appl. Opt.* **44** 384 (2005)
134. Le Guen K et al. *Appl. Phys. A* **102** 69 (2011)
135. Jiang H in *Optimization Algorithms-Methods and Applications* (Ed. Prof. Ozgur Baskan) (InTech, 2016), p.221
136. Press W H et al. *Numerical Recipes in C++: The Art of Scientific Computing*. 2nd Edition (New York, Cambridge University Press, 2002) pp. 394–455
137. Singh M, Braat J J M *Proc. SPIE* **3997** 412 (2000)
138. Parratt L G *Phys. Rev.* **95** 359 (1954)
139. Spiga D, in *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics* (Eds Erko A et al.) (Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2008) p. 233
140. Chen L, Deng N, Zhang J *Comput. Opt. Appl.* **35** 5 (2006)
141. Amini K, Ghorbani Rizi A J. *Comput. Appl. Math.* **234** 805 (2010)
142. Petrova S, Solovov A *Historia Mathematica* **24** 361 (1997)

143. Levenberg K *Quart. Appl. Math.* **2** 164 (1944)
144. Marquardt D *SIAM J. Appl. Math.* **11** 431 (1963)
145. Kozhevnikov I V, Bukreeva I N, Ziegler E *Nucl. Instr. Meth. A* **460** 424 (2001)
146. Ziegler E, Morawe C, Kozhevnikov I V *Proc. SPIE* **4782** 169 (2002)
147. Nelder J A, Mead R *Comput. J.* **7** 308 (1965)
148. Martin S, Rivory J, Schoenauer M *Appl. Opt.* **34** 2247 (1995)
149. Wormington M et al. *Phil. Trans. R. Soc. London* **357** 2827 (1999)
150. Sanchez del Rio M, Pareschi G *Proc. SPIE* **4145** 88 (2001)
151. Kirkpatrick S, Gelatt C D, Vecchi M P *Science* **220** 671 (1983)
152. Dekkers A, Aarts E *Mathematical Programming* **50** 367 (1991)
153. Ziegler E et al. *Adv. X-Ray Anal.* **45** 345 (2002)
154. Ali M M, Storey C *Intern. J. Computer Math.* **53** 229 (1994)
155. Törn A, Viitanen S J. *Global Optimization* **5** 267 (1994)
156. Poli R, Kennedy J, Blackwell T *Swarm Intell* **1** 33 (2007)
157. Dorigo M, Blum C *Theor. Computer Sci.* **344** 243 (2005)
158. Spiga D et al. *Proc. SPIE* **5536** 71 (2004)
159. Spiga D et al. *Proc. SPIE* **6266** 626616 (2006)
160. Windt D L *Computers in Phys.* **12** 360 (1998)
161. Spiller E et al. *Appl. Phys. Lett.* **37** 1048 (1980)
162. Bajt Set al. *Proc. SPIE* **6586** 65860J (2007)
163. Barbee T W Jr, Mrowka S, Hetttrick M C *Appl. Opt.* **24** 883 (1985)
164. Данилин Б С, Сырчин В К *Магнетронные распылительные системы* (М.: Радио и связь, 1982)
165. Кузьмичев А И *Магнетронные распылительные системы*. Кн. 1. *Введение в физику и технику магнетронного распыления* (Киев: Аверс, 2008)
166. Putero-Vuaroqueaux M, Vidal B J. *Phys.: Condens. Matter* **13** 3969 (2001)
167. Paret V et al. *Microelectron. Eng.* **61/62** 145 (2002)
168. Meltchakov E et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **18** 3355 (2006)
169. Morawe Ch et al. *AIP Conf. Proc.* **1234** 720 (2010)
170. Spiller E et al. *Appl. Optics* **42** 4049 (2003)
171. Gawlitza P et al. *Proc. SPIE* **6317** 63170G (2006)
172. Kloidt A et al. *Appl. Phys. Lett.* **58** 2601 (1991)
173. Nedelcu I et al. *Thin Solid Films* **515** 434 (2006)
174. Gaponov S V et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* **208** 227 (1983)
175. Braun St al. *Microelectr. Eng.* **57–58** 9 (2001)
176. Dietsch R et al. *Appl. Surf. Sci.* **197–198** 169 (2002)
177. Andreev S S et al. *Gentr. Eur. J. Phys.* **1** 191 (2003)
178. Artyukov I A et al. *Proc. of SPIE* **5919** 59190E (2005)
179. Andreev S S et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **603** 80 (2009)
180. Montcalm C et al. *Proc. SPIE* **3331** 42 (1998)
181. Вайнер Ю А и др. *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед.* №1 10 (2007)
182. Névot L, Croce P. *Rev. Phys. Appl.* **15** 761 (1980)
183. Jonnard P et al. *Proc. SPIE* **7360** 73600O (2009)
184. Le Guen K et al. *X-Ray Spectrom.* **40** 338 (2011)
185. Valkovskiy G A et al. *Phys. Status Solidi A* **208** 2623 (2011)
186. Yuan Y et al. *Appl. Surf. Sci.* **331** 8 (2015)
187. Sinha M, Modi M J. *Laser Opt. Photonics* **3** 138 (2016)
188. Nevot L, Pardo B, Corno J *Rev. Phys. Appl. (Paris)* **23** 1675 (1988)
189. Kojima I, Li B *The Rigaku J.* **16** 31 (1999)
190. Боровский И Б и др. *УФН* **149** 275 (1986); Borovskii I B et al. *Phys. Usp.* **XX XXX** (1986)
191. Gunther H *NMR-Spektroskopie* (Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1983) (Гюнтер Х *Введение в курс спектроскопии ЯМР*: Пер. с англ. (М.: Мир, 1984))
192. Krämer M, von Bohlen A, Sternemann Ch J. *Anal. At. Spectrom.* **21** 1136 (2006)
193. Sinha S K J. *de Phys. III (France)* **4** 1543 (1994)
194. Holý V *Appl. Phys. A* **58** 173 (1994)
195. Binnig G, Quate C F, Gerber C *Phys. Rev. Lett.* **56** 930 (1986)
196. Миронов В Л *Основы сканирующей зондовой микроскопии* (М.: Техносфера, 2004)
197. Practical Surface Analysis by Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy (Eds D Briggs, M P Seah) (John Wiley and Sons, New York, 1983) [*Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии* [пер. с англ. под ред. Бриггса Д и Сиха М П (М.: Мир, 1987)]
198. Нефедов В И, Черепин В Т *Физические методы исследования поверхности твердых тел* (М.: Наука, 1983) с. 150
199. Walls M G, Chevalier J-P, Hytch M J J. *Phys. IV France* **6** C7-213 (1996)
200. Yulin S et al. *J. Appl. Phys.* **92** 1216 (2002)
201. Spiller E *Proc. SPIE* **563** 367 (1985)
202. Spiller E et al. *Appl. Phys. Lett.* **61** 1481 (1992)
203. Panissod P, Mény C *Appl. Magn. Reson.* **19** 447 (2000)
204. Assoufid L, Graafsma H *MRS Bulletin* **42** 418 (2017)
205. Рагозин Е Н, Собельман И И *УФН* **175** 1339 (2005); Ragozin E N, Sobel'man I I *Phys. Usp.* **48** 1249 (2005)
206. Brandi F, Neshev D, Ubachs W *Phys. Rev. Lett.* **91** 163901 (2003)
207. Ritucci A et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 101106 (2005)
208. Vinogradov A V et al. *Proc. SPIE* **4505** 230 (2001)
209. Böttger T et al. *Thin Solid Films* **444** 165 (2003)
210. Jonnard P et al. *Surf. Sci.* **604** 1015 (2010)
211. Maury H et al. *Thin Solid Films* **514** 278 (2006)
212. de Rooij-Lohmann V I T A et al. *J. Appl. Phys.* **108** 094314 (2010)
213. Pershyn Y P et al. *Opt. Eng.* **52** 095104 (2013)
214. Braun S et al. *Proc. SPIE* **4782** 185 (2002)
215. Chkhalo N I et al. *Opt. Lett.* **42** 5070 (2017)
216. Воронов Д Л и др. *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. Исслед.* №5, 13 (2007)
217. Voronov D L et al. *AIP Conf. Proc.* **641** 575 (2002)
218. Jankowski A F et al. *Thin Solid Films* **469–470** 372 (2004)
219. Pershyn Y P et al. *Appl. Phys. A* **103** 1021 (2011)
220. Huang Q et al. *Opt. Lett.* **41** 701 (2016)
221. Li P et al. *Vacuum* **128** 85 (2016)
222. Zhu J et al. *Opt Express* **19** 21849 (2011)
223. Windt D L et al. *Appl. Opt.* **48** 5502 (2009)
224. Modi M H et al. *Opt. Express* **20** 15114 (2012)
225. Feigl T et al. *Proc. SPIE* **4506** 121 (2001)
226. Kaiser N, Yulin S, Feigl T *Proc. SPIE* **4146** 91 (2000)
227. Modi M H et al. *Opt. Express* **20** 15114 (2012)
228. Fernández-Perea M et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **710** 114 (2013)
229. Choueikani F et al. *Appl. Phys. A* **111** 191 (2013)
230. Liu Ch et al. *Proc. SPIE* **5537** 154 (2004)
231. Kleineber U et al. *Phys. Stat. Sol. (a)* **145** 539 (1994)
232. Kondratenko V V et al. *Appl. Opt.* **32** 1811 (1993)
233. Конотопский Л Е и др. *Металлофиз. новейшие технол.* **38** 825 (2016)
234. Ghafoor N et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 091913 (2008)
235. Kuznetsov D S et al. *Opt. Lett.* **40** 3778 (2015)
236. Wang Y et al. *Opt. Express* **25** 7749 (2017)
237. Burcklen C et al. *Opt Lett.* **42** 1927 (2017)
238. Luby S, Majkova E *Appl. Surf. Sci.* **248** 316 (2005)
239. Bai H L et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **8** 8763 (1996)
240. Jonnard P et al. *Proc. SPIE* **7360** 73600O (2009)
241. Galtayries A et al. *Surf. Interface Anal.* **42** 653 (2010)
242. Voorma H-J et al. *J. Appl. Phys.* **82** 1876 (1997)
243. Birch J et al. *Vacuum* **68** 275 (2003)
244. Spiller E *Appl. Phys. Lett.* **54** 2293 (1989)
245. Puik E J et al. *Thin Solid Films* **193/194** 782 (1990)
246. Kloidt A et al. *Thin Solid Films* **228** 154 (1993)
247. Louis E et al. *Microelectronic Engineering*. **23** 215 (1994)
248. Schlattmann R et al. *Appl. Surf. Science* **78** 147 (1994)
249. Louis E et al. *Proc. SPIE* **2515** 194 (1995)
250. Guggenmos A et al. *Opt. Express* **22** 26526 (2014)
251. Yi Q et al. *Appl Opt.* **56** C145 (2017)
252. Niibe M et al. *Proc. SPIE* **1343** 2 (1990)
253. Wang F, Zhu J, Zhong Q *CPC (HEP & NP)* **36** 909 (2012)
254. Fullerton E E et al. *Phys. Rev. B* **48** 17432 (1993)
255. Кожевников И В *Теория дифракции рентгеновского излучения от неоднородных слоистых сред*. Дисс. на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Москва, 2013
256. Majaniemi S, Ala-Nissila T, Krug J *Phys. Rev. B* **53** 8071 (1996)
257. Soufli R et al. *Proc. SPIE* **8501** 850102 (2012)
258. Zubarev E N et al. *Appl. Phys. A* **90** 705 (2008)
259. Eriksson F et al. *Proc. SPIE* **4506** 14 (2001)
260. Windt D L, Gullikson E M, Walton Ch C *Opt. Lett.* **27** 2212 (2002)
261. Stearns M B, Chang C-H, Stearns D G J. *Appl. Phys.* **71** 187 (1992)

262. Voorma H-J et al. *J. Appl. Phys.* **83** 4700 (1998)
263. Ogura S et al. *Proc. SPIE* **984** 140 (1988)
264. de Rooij-Lohmann V I T A et al. *Appl. Surf. Sci.* **257** 6251 (2011)
265. Bellotti J A, Windt D L *Proc. SPIE* **7437** 743715 (2009)
266. Windt D L *Proc. SPIE* **6688** 66880R (2007)
267. Windt D L et al. *J. Appl. Phys.* **78** 2423 (1995)
268. Kola R R et al. *Appl. Phys. Lett.* **60** 3120 (1992)
269. Kassner M E et al. *J. Mat. Sci.* **31** 2291 (1996)
270. Barthelmeß M, Bajt S *Appl. Opt.* **50** 1610 (2011)
271. Mirkarimi P B *Opt. Eng.* **38** 1246 (1999)
272. Shiraishi M et al. *Jpn. J. App. Phys.* **39** 6810 (2000)
273. Leisegang T et al. *Appl. Phys. A* **77** 965 (2003)
274. Windt D L *Proc. SPIE* **3448** 280 (1998)
275. Windt D L *J. Vac. Sci. Tech. B* **17** 1385 (1999)
276. Andreev S S et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* **470** 162 (2001)
277. Zoethout E et al. *Proc. SPIE* **5037** 872 (2003)
278. Bajt S et al. *Appl. Opt.* **42** 5750 (2003)
279. Graham S et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **20** 2393 (2002)
280. Graham S et al. *Proc. SPIE* **5037** 460 (2003)
281. Oizumi H et al. *Pros. SPIE* **5751** 1147 (2005)
282. Wedowski M et al. *Proc. SPIE* **3767** 217 (1999)
283. Oestreich S et al. *Pros. SPIE* **4146** 64 (2000)
284. Klebanoff L E et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **20** 696 (2002)
285. Singh M, Braat J J M *Opt. Lett.* **26** 259 (2001)
286. Yulin S et al. *Proc. SPIE* **6921** 692118 (2008)
287. Corso A J et al. *Opt. Express* **19** 13963 (2011)
288. Over H, Muhler M *Prog. Surf. Sci.* **72** 3 (2003)
289. Grisham M et al. *Opt. Lett.* **29** 620 (2004)
290. Stefan P et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 145502 (2007)
291. Barkusky F et al. *Opt. Express* **18** 4346 (2010)
292. Corso A J et al. *J. Appl. Phys.* **113** 203106 (2013)
293. Müller M et al. *Appl. Phys. A* **108** 263 (2012)
294. Louis E et al. *Proc. SPIE* **7361** 736101 (2009)
295. Khorsand A R et al. *Opt. Express* **18** 700 (2010)
296. Sobierajski R et al. *Opt. Express* **19** 193 (2011)
297. Giglia A et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **635** S30 (2011)
298. Suman M et al. *Thin Solid Films* **520** 2301 (2012)
299. Fomenkov I V et al. *Proc. SPIE* **8679** 86792I (2013)
300. Liliensten J et al. *Ann. Geophys.* **26** 269 (2008)
301. Artyukov I A et al. *Opt. Commun.* **102** 401 (1993)
302. Fujimoto J et al. *Proc. SPIE* **8332** 83220F (2012)
303. Володин Б А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74** 53 (2010); (Volodin B A. et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74** 46 (2010))
304. Chkhalo N I et al. *Appl. Opt.* **55** 4683-90 (2016)
305. Huang Q et al. *Opt. Express* **22** 19365 (2014)
306. Huang Q et al. *Proc. SPIE* **9048** 90480G (2014)
307. van Herpen M M et al. *Opt. Lett.* **33** 560 (2008)
308. Huber S P et al. *Proc. SPIE* **8848** 884814 (2013)
309. Suman M et al. *Proc. SPIE* **7360** 73600T (2009)
310. Naujok P et al. *Opt. Express* **23** 4289 (2015)
311. Soer W A et al. *Opt. Lett.* **34** 3680 (2009)
312. Medvedev V V et al. *Opt. Lett.* **37** 1169 (2012)
313. Medvedev V V et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 221114 (2013)
314. Rack A et al. *J. Synchrotron Radiat.* **17** 496 (2010)
315. Chu Y S et al. *Rev. Sci. Instrum.* **73** 1485 (2002)
316. Platonov Y et al. *Proc. SPIE* **5537** 161 (2004)
317. Feng R et al. *Proc. SPIE* **7077** 70771Y (2008)
318. Oberta P, Platonov Y, Flechsig U *J. Synchrotron Rad.* **19** 675 (2012)
319. Khounsary A et al. *Proc. SPIE* **9963** 99630W (2016)
320. Gautier J et al. *Opt. Commun.* **281** 3032 (2008)
321. Roling S et al. *Opt. Lett.* **39** 2782 (2014)
322. Henry J P, Spiller E, Weisskopf M *Proc. SPIE* **316** 166 (1981)
323. Misture S T *X-Ray Optics and Instrumentation* **2008** ID 408702 (2008)
324. Wang Y et al. *J. Synchrotron Rad.* **14** 138 (2007)
325. Kazimirov A et al. *J. Synchrotron Rad.* **13** 204 (2006)
326. Бороздин Ю Э и др. *Письма в ЖЭТФ* **87** 33 (2008)
327. Лопатин А Я и др. *ЖТФ* **80** 105 (2010)
328. Kirkpatrick P, Baez A V *J. Opt. Soc. Am.* **38** 766 (1948)
329. Akhsakhalyan A A et al. *CEJP (Centr. eur. j. Phys.)* **3** 163 (2005)
330. Pardini T et al. *Proc. SPIE* **8850** 88500E (2013)
331. Yi Sh, Mu B, Zhu *J Chinese Optics Lett.* **12** 083401 (2014)
332. An N et al. *Proc. SPIE* **9211** 92110I (2014)
333. Brejnholt N F et al. *Proc. SPIE* **9591** 95910J (2015)
334. Verman B et al. *Adv. X-Ray Anal.* **42** 321 (2000)
335. Morawe Ch, Osterhoff M *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **616** 98 (2010)
336. Delaboudinière J P et al. *Sol. Phys.* **162** 291 (1995)
337. Житник И А, Кузин С В, Слемзин В А *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед.* **19** (1999)
338. Martínez-Galarce D S et al. *Opt. Eng.* **52** 095102 (2013)
339. DiCicco D S et al. *Opt. Lett.* **17** 157 (1992)
340. Murakami K et al. *Appl. Opt.* **32** 7057 (1993)
341. Artiukov I A et al. *Opt. Lett.* **20** 2451 (1995)
342. Brizuela Fet et al. *Opt. Express* **13** 3984 (2005)
343. Stollberg H et al. *Rev. Sci. Instrum.* **77** 123101 (2006)
344. Hertz H M et al. *J. Struct. Biol.* **177** 267 (2012)
345. Zastrau U et al. *Rev. Sci. Instrum.* **89** 023703 (2018)
346. Бейгман И Л, Покровский Ю Ю, Рагозин Е Н *ЖЭТФ* **110** 1783 (1996); Beigman I L, Pokrovskii Yu Yu, Ragozin E N *JETP* **83** 981 (1996)
347. 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)
348. Fischer D A, Sambasivan S, Kuperman A *Rev. Sci. Instrum.* **73** 1469 (2002)
349. Artyukov I A et al. *Micron* **41** 722 (2010)
350. Singh M, Braat J J M *Appl. Opt.* **39** 2189 (2000)
351. Wu B, Kumar A *Appl. Phys. Rev.* **1** 011104 (2014)
352. Лидер В В *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед.*, №11, 7–22 (2017); Lider V V *J. of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques* **11** 1113 (2017)
353. Vernon S P et al. *Proc. SPIE* **3546** 184 (1998)
354. Khandar A, Dhez P *Proc. SPIE* **563** 158 (1985)
355. Gluskin E S et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **246** 394 (1986)
356. Gaupp A, Mast M *Rev. Sci. Instrum.* **60** 2215 (1989)
357. Kortright J B, Underwood J H *Nucl. Instrum. Methods A* **291** 272 (1990)
358. Kortright J B et al. *Appl. Phys. Lett.* **60** 2963 (1992)
359. Yamamoto M et al. *Rev. Sci. Instrum.* **63** 1510 (1992)
360. Di Fonzo S et al. *Appl. Opt.* **33** 2624 (1994)
361. Di Fonzo S et al. *Rev. Sci. Instrum.* **66** 1513 (1995)
362. Hu W et al. *J. Synchrotron Radiat.* **5** 732 (1998)
363. Grimmer H et al. *Proc. SPIE* **3773** 224 (1999)
364. Schäfers F et al. *Appl. Opt.* **38** 4074 (1999)
365. Tan M Y et al. *Opt. Express* **17** 586 (2009)
366. Imazono T et al. *Rev. Sci. Instrum.* **80** 085109 (2009)
367. MacDonald M A et al. *Opt. Express* **17** 23290 (2009)
368. Wagner U H, Wang H, Dhesi S S *AIP Conf. Proc.* **1234** 781 (2010)
369. Cui M et al. *AIP Conf. Proc.* **1234** 641 (2010)
370. Guo Z-Y et al. *Chinese Phys. C* **37** 18001 (2013)
371. Schmidt J et al. *Opt. Express* **23** 33564 (2015)
372. Grizzolli W et al. *Rev. Sci. Instrum.* **87** 025102 (2016)
373. Kortright J B, Fischer-Colbrie A *J. Appl. Phys.* **61** 1130 (1987)
374. Lee P *Appl. Opt.* **22** 1241 (1983)
375. Ragozin E N et al. *Proc. SPIE* **4782** 176 (2002)
376. Levashov V E et al. *Radiat. Phys. Chem.* **75** 1819 (2006)
377. Пирожков А С, Рагозин Е Н *ВФХ* **185** 1203 (2015); Pirozhkov A S, Ragozin E N *Phys. Usp.* **58** 1095 (2015)
378. Joensen K D et al. *Appl. Opt.* **34** 7934 (1995)
379. Windt D L et al. *J. Appl. Phys.* **88** 460 (2000)
380. Yakshin A E et al. *Opt. Express* **18** 6957 (2010)
381. van Loevezijn P et al. *Appl. Opt.* **35** 3614 (1996)
382. Protopopov V V, Kalnov V A *Opt. Commun.* **158** 127 (1998)
383. Wang Z, Michette A G *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **2** 452 (2000)
384. Vinogradov A V, Faschenko R M *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **448** 142 (2000)
385. Powell K, Tait J M, Michette A G *Proc. SPIE* **4145** 254 (2001)
386. Morawe Ch et al. *Nucl. Instr. Meth. A* **493** 189 (2002)
387. Cheng X et al. *Opt. Commun.* **265** 197 (2006)
388. Yao Y, Kunieda H, Wang Zh *Opt. Express* **21** 8638 (2013)
389. Aquila A L et al. *Opt. Express* **14** 10073 (2006)

390. Кожевников И В и др. *Кристаллография* **51** 1146 (2006); Kozhevnikov I V et al. *Crystallogr. Rep.* **51** 1075 (2006)
391. Kozhevnikov I V, Yakshin A E, Bijkerk F *Opt. Express* **23** 9276 (2015)
392. Wang Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 241120 (2006)
393. Wang H et al. *Thin Solid Films* **515** 2523 (2006)
394. Wang Z et al. *J. Appl. Phys.* **99** 056108 (2006)
395. Wang Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 031901 (2007)
396. Tan M et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **654** 588 (2011)
397. Morawe Ch, Peffen J-Ch, Supruangnet R *Proc. SPIE* **9207** 92070J (2014)
398. Tang X et al. *Opt. Express* **25** 22537 (2017)
399. Капралов В Г и др. *Квантовая электрон.* **32** 149 (2002); Kapralov V G et al. *Quantum Electron.* **32** 149 (2002)
400. Бейгман И Л и др. *Квантовая электроника* **37** 1060 (2007); Beigman I L et al. *Quantum Electron.* **37** 1060 (2007)
401. Champeaux J-Ph et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **581** 687 (2007)
402. 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)
403. Yamashita K et al. *Appl. Opt.* **37** 8067 (1998)
404. Okajima T et al. *Appl. Opt.* **41** 5417 (2002)
405. Harrison F A et al. *Astrophys. J.* **770** 103 (2013)
406. Awaki H et al. *Appl. Opt.* **53** 7664 (2014)
407. Wang F L et al. *X-Ray Lasers 2006. Springer Proc. Phys.* **115** 555 (2007)
408. Ichimaru S et al. *Rev. Sci. Instrum.* **86** 093106 (2015)
409. Pardini T et al. *Opt. Express* **24** 18642 (2016)
410. Krausz F M, Ivanov M *Rev. Mod. Phys.* **81** 163 (2009)
411. Hentschel M et al. *Nature* **414** 509 (2001)
412. Krausz F, Stockman M I *Nature Photon.* **8** 205 (2014)
413. Morlens A-S et al. *Opt. Lett.* **30** 1554 (2005)
414. Beigman I L, Pirozhkov A S, Ragozin E N *J. Opt. A, Pure Appl. Opt.* **4** 433 (2002)
415. Wonisch A et al. *Appl. Opt.* **45** 4147 (2006)
416. Suman M et al. *Opt. Express* **17** 7922 (2009)
417. Hofstetter M et al. *New J. Phys.* **13** 063038 (2011)
418. Bourassin-Bouchet C et al. *New J. Phys.* **14** 023040 (2012)
419. Lin C, Liu D *Chin. Phys. B* **21** 094216 (2012)
420. Гарахин С А и др. *Квантовая электроника* **47** 378 (2017); Garakhin S A et al. *Quantum Electron.* **47** 378 (2017)
421. Schultze M et al. *New J. Phys.* **9** 243 (2007)
422. Bajt S et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **29** 216 (2012)
423. Schuster M et al. *Proc. SPIE* **3767** 183 (1999)
424. Morawe Ch et al. *Rev. Sci. Instrum.* **70** 3227 (1999)
425. Morawe Ch *AIP Conf. Proc.* **879** 764 (2007)
426. Michaelsen C et al. *Adv. X-Ray Anal.* **42** 308 (2000)
427. Akhsakhalyan A A et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **543** 346 (2005)
428. Morawe C et al. *Proc. SPIE* **5537** 115 (2004)
429. Hignette O et al. *Rev. Sci. Instrum.* **76** 063709 (2005)
430. Morawe Ch et al. *Proc. SPIE* **6317** 63170F (2006)
431. Hignette O et al. *AIP Conf. Proc.* **879** 792 (2007)
432. Liu W et al. *J. Synchrotron Rad.* **18** 575 (2011)
433. Morawe Ch et al. *Proc. SPIE* **9588** 958803 (2015)
434. Schuster M H, Göbel H J. *Phys. D* **28** A270 (1995)
435. Stömmmer R et al. *Adv. X-Ray Anal.* **41** 336 (1999)
436. Holz T et al. *Adv. X-Ray Anal.* **43** 212 (2000)
437. Liu Ch et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **19** 1421 (2001)
438. Wang Z S et al. *Opt. Express* **14** 2533 (2006)
439. Carniglia C K, Apfel J H *J. Opt. Soc. Am.* **70** 523 (1980)
440. Hatano T, Ejima T, Tsuruba T *J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom.* **220** 14 (2017)
441. Yulin S et al. *Proc. SPIE* **5645** 289 (2005)
442. Arkadiev V et al. *Proc. SPIE* **3773** 122 (2000)
443. Menzel M et al. *Appl. Phys. A* **79** 1039 (2004)
444. Martynov V V et al. *AIP Conf. Proc.* **705** 697 (2004)
445. Lim Y C et al. *Appl. Phys. A* **72** 121 (2001)
446. Sammar A, André J-M, Pardo B *Opt. Commun.* **86** 245 (1991)
447. Erko A et al. *Nuclear Inst. and Methods A* **333** 599 (1993)
448. Keski-Kuha R A *Appl. Opt.* **23** 3534 (1984)
449. Jark W *Opt. Commun.* **65** 201 (1986)
450. Voronov D L et al. *Proc. SPIE* **6705** 67050E (2007)
451. van der Meer R et al. *Opt. Express* **21** 13105 (2013)
452. Voronov D L et al. *AIP Conf. Proc.* **1234** 891 (2010)
453. Yang X et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 506 (2015)
454. Chernov V A et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* **405** 310 (1998)
455. Martynov V V, Platonov Yu *Adv. X-Ray Anal.* **45** 402 (2002)
456. Berrouane H et al. *Opt. Commun.* **76** 111 (1990)
457. Sammar A et al. *J. Opt.* **24** 37 (1993)
458. Benbalagh R et al. *Nucl. Instrum. and Methods A* **541** 590 (2005)
459. Ishino M et al. *Appl. Opt.* **45** 6741 (2006)
460. Störmer M et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 4253 (2007)
461. Jonnard P, Le Guen K, André J-M *X-Ray Spectrom.* **38** 117 (2009)
462. van der Meer R et al. *Proc. SPIE* **8139** 81390Q (2011)
463. Le Guen K et al. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **78** 20702 (2017)
464. André J-M et al. *Appl. pt.* **41** 239 (2002)
465. Kozhevnikov I V et al. *Opt. Express* **18** 16234 (2010)
466. van der Meer R et al. *AIP Advances* **3** 012103 (2013)
467. Fialin M et al. *X-Ray Spectrom.* **25** 60 (1996)
468. Yoshioka T et al. *Astron. Nachr.* **320** 384 (1999)
469. Seely J F *Proc. SPIE* **4138** 174 (2000)
470. Imazono T et al. *Appl. Opt.* **46** 7054 (2007)
471. Jonnard P et al. *X-Ray Spectrom.* **41** 308 (2012)
472. André J-M et al. *X-Ray Spectrom.* **30** 12 (2001)
473. André J-M, Jonnard P, Benbalagh R *X-Ray Spectrom.* **36** 62 (2007)
474. Rife J C et al. *Phys. Scr.* **41** 418 (1990)
475. Underwood J H et al. *Rev. Sci. Instrum.* **66** 2147 (1995)
476. Kowalski M P et al. *Opt. Lett.* **29** 2914 (2004)
477. Lin H, Li L *Appl. Opt.* **47** 6212 (2008)
478. Voronov D L et al. *Proc. SPIE* **7448** 74480J (2009)
479. Voronov D L et al. *Proc. SPIE* **7802** 780207 (2010)
480. Sae-Lao B et al. *Appl. Opt.* **41** 2394 (2002)
481. Voronov D L et al. *Opt. Lett.* **39** 3157 (2014)
482. Voronov D L et al. *Opt. Express* **23** 4771 (2015)
483. Voronov D L et al. *Appl. Phys. Lett.* **109** 043112 (2016)
484. Goray L I, Egorov A Yu *Appl. Phys. Lett.* **109** 103502 (2016)
485. Senf F et al. *Opt. Express* **24** 13220 (2016)
486. Naulleau P P et al. *Opt. Commun.* **200** 27 (2001)
487. Maystre D, Petit R *Nouv. Rev. Opt.* **7** 165 (1976)
488. Yang X et al. *Opt. Express* **24** 15079 (2016)
489. Lin H et al. *Opt. Lett.* **33** 485 (2008)
490. Warwick T et al. *AIP Conf. Proc.* **1234** 776 (2010)
491. Yang X et al. *J. Synchrotron Rad.* **24** 168 (2017)
492. Prasciolu M et al. *Opt. Express* **23** 15195 (2015)
493. Levashov V E et al. *Opt. Comm.* **109** 1 (1994)
494. Fechtchenko R M, Vinogradov A V, Voronov D L *Opt. Commun.* **210** 179 (2002)
495. Levashov V E, Vinogradov A V *Appl. Opt.* **32** 1130 (1993)
496. Voronov D L et al. *Proc. SPIE* **7077** 707708 (2008)
497. Cruddace R G et al. *Phys. Scr.* **41** 396 (1990)
498. Lixiang Y et al. *Phys. Scr.* **51** 680 (1995)
499. Kleineberg U et al. *J. Electron Spectrosc. Related Phenom.* **80** 389 (1996)
500. Seely J F et al. *Appl. Opt.* **36** 8206 (1997)
501. Hellwege K H *Z. Phys.* **106** 588 (1937)
502. Polack F et al. *AIP Conf. Proc.* **879** 489 (2007)
503. Choueikani F et al. *Opt. Lett.* **39** 2141 (2014)
504. Yang X et al. *Opt. Express* **25** 15988 (2017)
505. Choueikani F et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **425** 152007 (2013)
506. Lagarde B et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **425** 152012 (2013)
507. Trost M et al. *Opt. Express* **21** 27852 (2013)
508. Medvedev V V et al. *Opt. Express* **21** 16964 (2013)
509. Pradhan P C et al. *Proc. SPIE* **10386** 1038605 (2017)
510. van den Boogaard A J R et al. *Opt. Lett.* **37** 160 (2012)
511. Kriesse M et al. *Proc. SPIE* **9048** 90483C (2014)
512. Liddle J A et al. *J. Vac. Sci. & Technol. B* **21** 2980 (2003)
513. van den Boogaard A J R et al. *Proc. SPIE* **7271** 72713B (2009)
514. Huang Q et al. *Opt. Lett.* **39** 1185 (2014)
515. Kang H C et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 151109 (2005)
516. Huang Q et al. *Chin. Opt. Lett. (COL)* **10** 090501 (2012)

517. Lynch S K, Liu C, Assoufid L *Proc. SPIE* **8076** 80760F (2011)
518. Lynch S K et al. *J. Micromech. Microeng.* **22** 105007 (2012)
519. Bonse U, Hart M *Appl. Phys. Lett.* **6** 155 (1965)
520. Wen H et al. *Nat. Comm.* **4** 2659 (2013)
521. Wen H et al. *Phil. Trans. R. Soc. A* **372** 20130028 (2014)
522. Momose A et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42** L866 (2003)
523. Weitkamp T et al. *Opt. Express* **12** 6296 (2005)
524. Kim J M et al. *Opt. Express* **18** 24975 (2010)
525. Kirz J J. *Opt. Soc. Am.* **64** 301(1974)
526. Bionta R M, Skulina K M, Weinberg J *Appl. Phys. Lett.* **64** 945 (1994)
527. Koyama T et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 013705 (2012)
528. Sanli U T et al. *Proc. SPIE* **9592** 95920F (2015)
529. Mayer M et al. *Ultramicroscopy* **111** 1076 (2011)
530. Yan H et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 263001 (2014)
531. Liese T et al. *Appl. Surf. Sci.* **257** 5138 (2011)
532. Braun S et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **425** 052019 (2013)
533. Niese S et al. *Opt. Express* **22** 20008 (2014)
534. Yan H et al. *Sci. Rep.* **3** 1307 (2013)
535. Nazaretski E et al. *Rev. Sci. Instrum.* **84** 033701 (2013)
536. Kubec A et al. *J. Synchrotron Rad.* **21** 1122 (2014)
537. Yan H et al. *Phys. Rev. B* **76** 115438 (2007)
538. Huang X et al. *Sci. Rep.* **3** 3562 (2013)
539. Kang H et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 127401 (2006)
540. Conley R et al. *Rev. Sci. Instrum.* **79** 053104 (2008)
541. Morgan A J et al. *Sci. Rep.* **5** 9892 (2015)
542. Kubec A, Melzer K, Gluch J J. *Synchrotron Radiat.* **24** 413 (2017)
543. Koyama T et al. *AIP Conf. Proc.* **1365** 24 (2011)
544. Huang X et al. *Opt. Express* **23** 12496 (2015)
545. Werner S et al. *Nano Research* **7** 528 (2014)
546. Bajt S et al. *Light: Science & Applications* **7** 17162 (2017)
547. Eriksson M, van der Veen J F, Quitmann C J. *Synchrotron Radiat.* **21** 837 (2014)
548. Weckert E *IUCrJ* **2** 230 (2015)
549. Couprie M E J. *Electron. Spectrosc. Relat. Phenom.* **196** 3 (2014)
550. Ament L J P et al. *Rev. Mod. Phys.* **83** 705 (2011)
551. Ade H, Stoll H *Nat. Mater.* **8** 281 (2009)
552. Barty A., Kupper J, Chapman H N *Annu. Rev. Phys. Chem.* **64** 415 (2013)
553. Brif C, Chakrabarti R, Rabitz H *New J. Phys.* **12** 075008 (2010)
554. Bayraktar M, Wessels W A, Lee C J J. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 494001 (2012)
555. Bayraktar M et al. *Opt. Express* **22** 30623 (2014)
556. Brejnholt N F et al. *Proc. SPIE* **9144** 914419(2014)

Multilayer X-ray interference structures

V.V. Lider

Federal Scientific Research Center "Crystallography and Photonics", Russian Academy of Sciences,
Shubnikov Institute of Crystallography,
Leninskii prosp. 59, 119333 Moscow, Russian Federation
E-mail: lider@ns.crys.ras.ru, vallider@yandex.ru

Functional principles, state of the art, and issues of multilayer X-ray optics are reviewed. Methods to optimize planar multilayer interference structures and multilayer diffraction gratings and their application in academic research and technology are discussed.

Keywords: multilayer systems, diffraction gratings, X-rays, X-ray optics, diffraction, interference, spectral resolution

PACS numbers: **07.85. – m**, **41.50. + h**, **42.79.Dj**, **42.88. + h**, **61.05.cp**, **78.20.Bh**, **78.67.Pt**, **95.55.Ka**

Bibliography — 556 references

Received 12 July 2018, revised 24 September 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (11) 1137 – 1171 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (11) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038439>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.10.038439>