

09

# Отражение ограниченных пучков экстремального ультрафиолетового излучения от многослойных зеркал

© В.И. Пунегов, Д.М. Мальков

Физико-математический институт ФИЦ „Коми научный центр УрО РАН“, Сыктывкар, Россия  
E-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

Поступило в Редакцию 23 мая 2023 г.  
В окончательной редакции 4 октября 2023 г.  
Принято к публикации 9 октября 2023 г.

На основе двумерных уравнений дифракции для медленно меняющихся амплитуд исследовано влияние размера пучка на отражение экстремального ультрафиолетового излучения от многослойного зеркала. Рассмотрены граничные условия задачи дифракции в случае геометрической оптики и приближения Френеля. Показаны результаты численного моделирования карт интенсивности отражения в обратном пространстве, а также их  $q_z$ -сечений в зеркальном направлении.

**Ключевые слова:** многослойное зеркало, пространственно ограниченные пучки экстремального ультрафиолетового излучения, геометрическая оптика, приближение Френеля.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.01.56919.19636

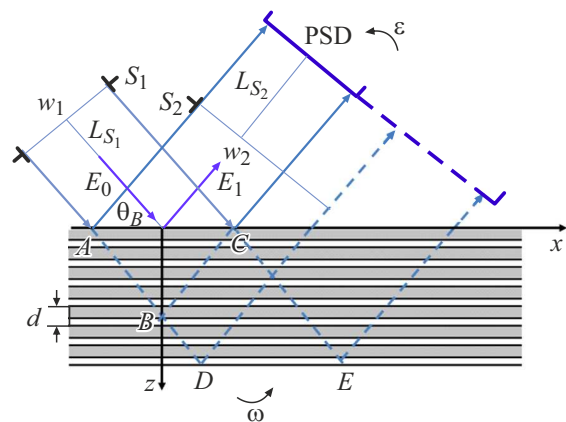
Многослойные зеркала для отражения экстремально-го ультрафиолетового (ЭУФ) излучения используются в ЭУФ-литографии [1] и астрономии [2]. При расчетах отражения мягкого ЭУФ-излучения от многослойных зеркал используются одномерные уравнения дифракции для медленно меняющихся амплитуд, рекуррентные соотношения и матричный подход. Сравнение результатов, полученных с помощью перечисленных выше методов, представлено в [3]. Все эти методы относятся к одномерной рентгеновской дифракции, при этом предполагается, что падающее излучение является плоской волной, которая не ограничена в пространстве. Однако в экспериментальных измерениях падающий пучок всегда ограничен наличием щелей и коллиматоров. Влияние размера падающего пучка на коэффициент отражения ЭУФ-излучения от многослойных зеркал не исследовано. При использовании формализма рентгеновской дифракции пространственно ограниченных пучков [4] в работе исследуется угловое распределение отраженной интенсивности ЭУФ-излучения от многослойного зеркала. В отличие от [4] в настоящей работе граничные функции рассмотрены в приближении Френеля.

Для описания динамической дифракции пространственно ограниченного пучка ЭУФ-излучения от многослойного зеркала введем прямоугольную систему координат, оси  $x$  и  $y$  которой параллельны входной поверхности, а ось  $z$  направлена в глубь зеркала, при этом  $xOz$  — плоскость дифракции. Схема отражения ограниченного пучка ЭУФ-излучения от многослойного зеркала (МЗ) показана на рис. 1. Размер падающего пучка ограничен щелью  $S_1$  шириной  $w_1$ . Отраженная волна перед попаданием в детектор ограничивается щелью  $S_2$  шириной  $w_2$ . Расстояние от входной щели до МЗ равно  $L_{S1}$ . Щель  $S_2$  расположена на расстоянии  $L_{S2}$  до позиционно-чувствительного детектора или системы анализатор–детектор.

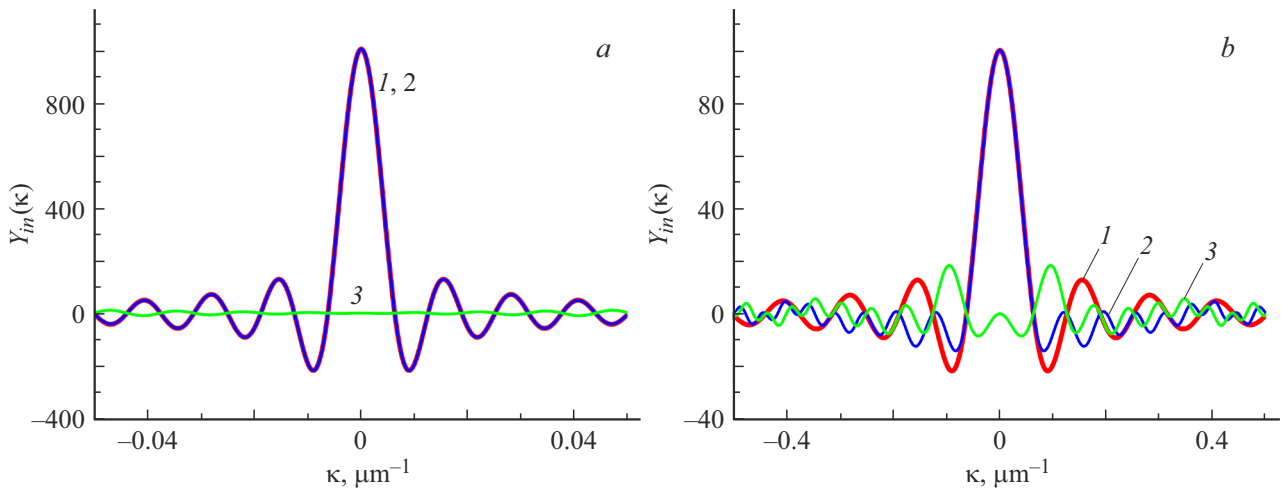
Для исследования отражения ЭУФ-излучения от многослойного зеркала используем двумерные уравнения динамического рассеяния рентгеновских лучей в периодических средах [5,6]. С применением формализма дифракции пространственно ограниченных пучков [4] система двумерных уравнений преобразуется в одномерные уравнения, которые имеют аналитическое решение в фурье-пространстве. Амплитуда отраженной волны ЭУФ-излучения  $E_1(q_x, q_z)$  имеет вид

$$E_1(q_x, q_z) = \frac{a_1 f}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{\exp(i\xi l_z) - 1}{Q} Y_{in}(k) Y_{ex}(k - q_x), \tag{1}$$

где  $\xi = \sqrt{\psi^2 - 4f^2 a_1^2}$ ,  $\psi = 2a_0 - (2k - q_x) \cot \theta_B - q_z$  — угловой параметр,  $f$  — фактор затухания, ко-



**Рис. 1.** Схематическое представление отражения пространственно ограниченной волны ЭУФ-излучения от многослойного зеркала с периодом  $d$ .  $E_0$  и  $E_1$  — амплитуды падающего и отраженного пучка. PSD — позиционно-чувствительный детектор.



**Рис. 2.** Граничные функции в фурье-пространстве для падающего ЭУФ-излучения с длиной волны 12.93 nm. Ширина пучка  $w_1 = 1000 \mu\text{m}$  (a) и  $100 \mu\text{m}$  (b). Расстояние от щели до МЗ  $L_{S1} = 100 \text{ mm}$ . Кривая 1 соответствует приближению геометрической оптики, кривые 2 и 3 относятся к приближению Френеля для вещественной и мнимой частей  $Y_{in}(\kappa)$  соответственно.

который уменьшает коэффициент отражения ЭУФ-излучения от МЗ из-за дефектов многослойной структуры,  $l_z$  — толщина многослойного зеркала. В решении (1) остальные параметры запишутся как  $Q = \xi_1 \exp(i\xi l_z) - \xi_2$ ,  $\xi_{1,2} = (-\psi \pm \xi)/2$ ,  $a_0 = \pi\chi_0/(\lambda \sin \theta_B)$ ,  $a_1 = C\pi\chi_1/(\lambda \sin \theta_B)$ , где  $\lambda$  — длина волны ЭУФ-излучения в вакууме,  $C$  — поляризационный фактор ( $C = 1$  для  $\sigma$ -поляризации и  $C = \cos 2\theta_B$  для  $\pi$ -поляризации),  $\theta_B$  — угол Брэгга для многослойного зеркала с толщинами чередующихся слоев  $d_{t,b}$  в периоде зеркала  $d = d_t + d_b$ . Коэффициент отражения ЭУФ-излучения от МЗ зависит от фурье-коэффициентов поляризуемости в направлении прохождения

$$\chi_0 = \frac{\chi_t d_t + \chi_b d_b}{d}$$

и дифракции

$$\chi_1 = \frac{\chi_t - \chi_b}{\pi} \sin\left(\pi \frac{d_t}{d}\right),$$

где  $\chi_{t,b}$  — фурье-коэффициенты поляризуемости верхнего (t) и нижнего (b) слоев периода многослойной структуры.

В случае трехосевой схемы дифракции интенсивность отражения зависит от углового положения образца  $\omega$  и детектора (анализатора)  $\varepsilon$ . Они связаны с проекциями  $q_x$  и  $q_z$  вектора  $\mathbf{q} = \mathbf{Q} - (2\pi/d)\mathbf{n}$  соотношениями  $q_x = (2\pi/\lambda) \sin \theta_B (2\omega - \varepsilon)$ ,  $q_z = -(2\pi/\lambda) \cos \theta_B \varepsilon$ , где  $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0$  — вектор дифракции,  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности многослойного зеркала,  $\mathbf{k}_{0,1}$  — волновые векторы падающей и отраженной рентгеновской волны. В решении (1) присутствуют граничные функции падающего  $Y_{in}(\kappa)$  и отраженного  $Y_{ex}(\kappa - q_x)$  пучка ЭУФ-излучения в фурье-пространстве.

Ограниченное щелью распространение электромагнитной волны принято различать на разных расстояниях

от щели. На малых расстояниях (ближняя зона) справедлива геометрическая оптика. На больших расстояниях от щели (дальняя зона) имеет место поле дифракции Фраунгофера. В переходной области между геометрической оптикой и зоной Фраунгофера рассматривается дифракция Френеля. Поскольку нет четко выраженных границ между этими зонами, принято говорить о дифракции в приближении конкретной области, размер которой зависит от длины волны электромагнитного излучения, размера щели и расстояния от нее.

В приближении геометрической оптики мы не учитываем искажений фронта волны ЭУФ-излучения при прохождении через щель. Для граничной функции падающего пучка в случае геометрической оптики получаем

$$Y_{in}(\kappa) = Y_{in}^0(\kappa) = \frac{\sin[\kappa w_1 / (2 \sin \theta_B)]}{\kappa/2}.$$

В приближении Френеля эта функция имеет вид

$$Y_{in}(\kappa) = P(\kappa, L_{S1}) Y_{in}^0(\kappa),$$

где

$$P(\kappa, L_{S1}) = \exp\left(-i\lambda \frac{L_{S1} \kappa^2}{4\pi [\sin \theta_B]^2}\right)$$

— пропатор в фурье-пространстве [7].

Коэффициент пропускания щелью  $S_2$  отраженной волны в фурье-пространстве равен

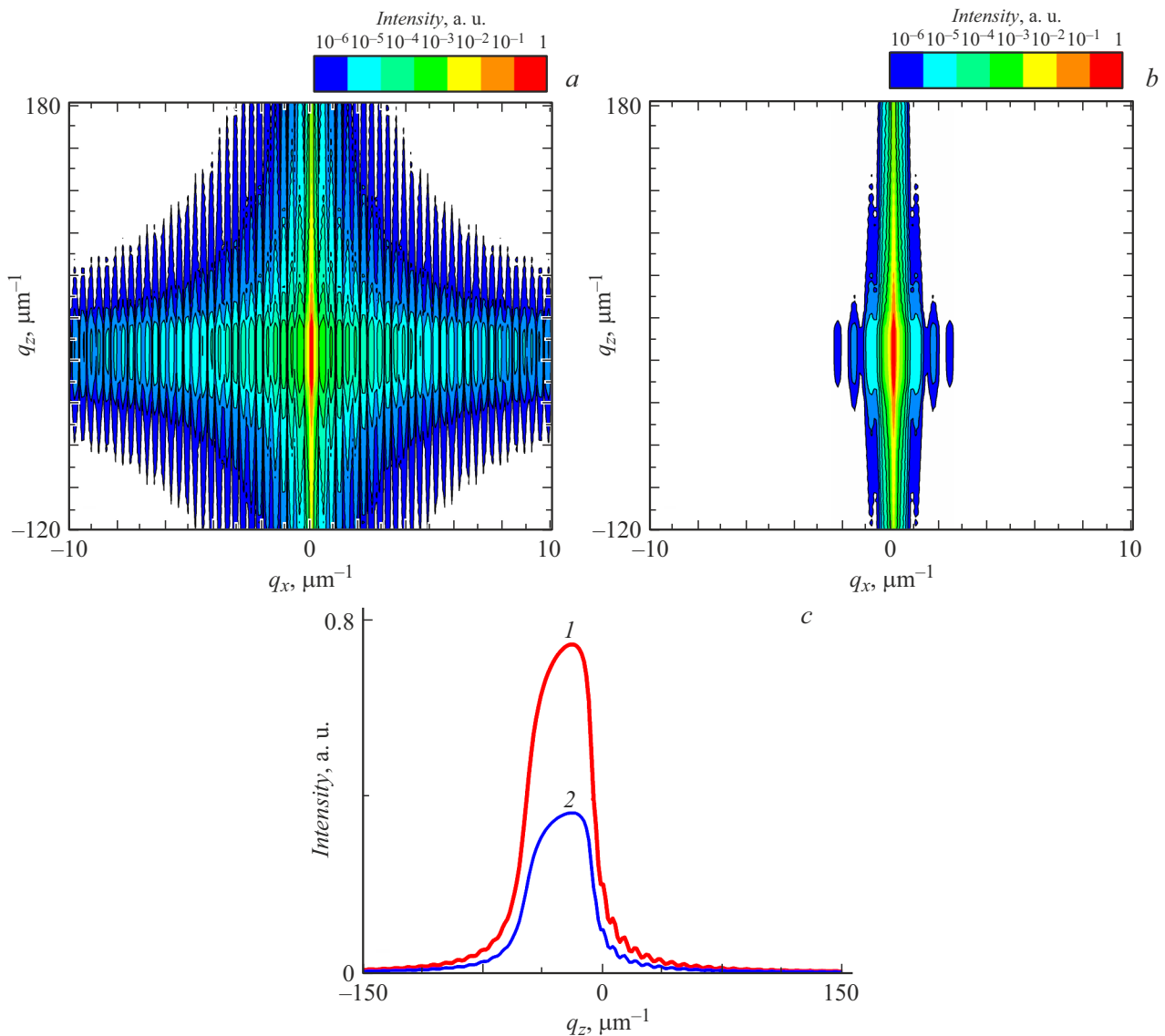
$$Y_{ex}(\kappa - q_x) = Y_{ex}^0(\kappa - q_x) = \frac{\sin[(\kappa - q_x)w_1 / (2 \sin \theta_B)]}{(\kappa - q_x)/2}$$

в случае геометрической оптики и

$$Y_{ex}(\kappa - q_x) = P(\kappa - q_x, L_{S2}) Y_{ex}^0(\kappa - q_x)$$

в приближении Френеля, где

$$P(\kappa - q_x, L_{S2}) = \exp\left(-i\lambda \frac{L_{S2} [\kappa - q_x]^2}{4\pi [\sin \theta_B]^2}\right).$$



**Рис. 3.** Расчетные карты RSM от M3 Mo/Si с граничными функциями в случае геометрической оптики (a) и в приближении Френеля (b). c — расчетные  $q_z$ -сечения карт RSM от M3 Mo/Si с граничными функциями в случае геометрической оптики (1) и в приближении Френеля (2).

На рис. 2 представлены граничные функции в фурье-пространстве для большого и относительно малого размера пространственно ограниченного фронта волны ЭУФ-излучения. В случае большой ширины падающего пучка граничные функции для геометрической оптики и приближения Френеля совпадают (рис. 2, a). Для пучка размером  $100\ \mu\text{m}$  профили граничных функций имеют заметные различия (рис. 2, b).

Численные расчеты отражения пространственно ограниченных пучков от многослойного зеркала Mo/Si для ЭУФ-излучения с длиной волны  $12.93\ \text{nm}$  выполнены на основе решения (1). Многослойная структура Mo/Si имела период  $6.9\ \text{nm}$  с долей молибдена 38.7% и кремния 61.3%. Число периодов равно 110, что соответствует толщине многослойного зеркала  $l_z = 0.76\ \mu\text{m}$ . В расчетах использованы фурье-коэффициенты поляри-

зуемости молибдена  $\chi_{\text{Mo}} = -0.138 + i0.0125$  и кремния  $\chi_{\text{Si}} = -0.00324 + i0.00308$ .

Такая структура является идеально оптимизированной для максимального коэффициента отражения [1]. Длина первичной брэгговской экстинкции составляет  $0.095\ \mu\text{m}$ . Угол Брэгга равен  $69.55^\circ$ . Рентгеновские карты углового распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве (reciprocal space maps, RSM) [8] и их сечения вычислены с использованием решения (1).

На рис. 3 показаны расчетные карты RSM многослойного зеркала Mo/Si с граничными функциями в случае геометрической оптики (a) и в приближении Френеля (b). В вычислениях использовались следующие параметры дифракционной схемы: размер падающего и отраженного пучка ЭУФ-излучения равен  $100\ \mu\text{m}$ , расстояния от входной щели  $S_1$  до поверхности много-

слои зеркала и от выходной щели  $S_2$  до позиционно-чувствительного детектора составляют 100 мм. Щель  $S_2$  расположена в ближнем поле отраженного пучка (порядка 20 мм от многослойной структуры), при этом справедлива геометрическая оптика. Поэтому интерференционные искажения в структуре дифрагированной волны из-за пространственной ограниченности ЭУФ-излучения до щели  $S_2$  не учитываются. Из-за малой глубины первичной брэгговской экстинкции основной вклад в отраженную интенсивность вносит область с сечением треугольника  $ABC$  многослойной структуры. Если щель  $S_2$  отсутствует, в детектор попадает вся дифракционная интенсивность с участка с сечением в виде параллелограмма  $ADEC$ . Однако вклад в коэффициент отражения при дифракции ЭУФ-излучения в области с сечением фигуры  $BDEC$  существенно мал (рис. 1). Увеличение размера щели  $S_2$  не влияет на профиль  $q_z$ -сечения карт RSM от МЗ Mo/Si, однако изменяет вид углового распределения интенсивности отражения в обратном пространстве, который становится асимметричным [9]. Расчеты показывают, что карты RSM с граничными функциями в случае геометрической оптики и в приближении Френеля существенно различаются (рис. 3, *a, b*). Также различаются  $q_z$ -сечения карт RSM (рис. 3, *c*).

Отметим, что в случае геометрической оптики  $q_z$ -сечение карты RSM пространственно ограниченного ЭУФ-излучения полностью совпадает с профилем отражения плоской волны независимо от размера пучка. В приближении Френеля для широких пучков коэффициенты отражения совпадают с вычислениями в рамках геометрической оптики. Для пучков относительно малых размеров в приближении Френеля наблюдается уменьшение расчетных коэффициентов отражения (рис. 3, *c*).

В настоящее время для анализа дефектов многослойной структуры используются карты углового распределения мягкого рентгеновского диффузного рассеяния в обратном пространстве [10]. Однако на угловое распределение полной интенсивности рассеяния влияет зеркальная составляющая, учет которой возможен только с использованием разработанного подхода.

### Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00062 (<https://rscf.ru/project/23-22-00062/>).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechay, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, M.V. Svechnikov, D.A. Tatarsky, *Opt. Lett.*, **42**, 5070 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.005070
- [2] S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, S.V. Shestov, S.Yu. Zuev, *Appl. Opt.*, **55**, 2126 (2016). DOI: 10.1364/AO.99.099999
- [3] A.B. Виноградов, И.В. Кожевников, Тр. ФИАН, **196**, 62 (1989). [I.V. Kozhevnikov, A.V. Vinogradov, *J. Russ. Laser Res.*, **16**, 343 (1995). DOI: 10.1007/BF02581074].
- [4] V.I. Punegov, S.I. Kolosov, K.M. Pavlov, *J. Appl. Cryst.*, **49**, 1190 (2016). DOI: 10.1107/S1600576716008396
- [5] S. Takagi, *Acta Cryst.*, **15**, 1311 (1962). DOI: 10.1107/S0365110X62003473
- [6] D. Taupin, *Bull. Soc. Franc. Mineral. Crist.*, **87**, 469 (1964).
- [7] V.G. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev, *Phys. Status Solidi B*, **222**, 407 (2000). DOI: 10.1002/1521-3951(200011)222:2<407::AID-PSSB407>3.0.CO;2-X
- [8] В.И. Пунегов, УФН, **185**, 449 (2015). DOI: 10.3367/UFNr.0185.201505a.0449 [V.I. Punegov, *Phys. Usp.*, **58**, 419 (2015). DOI: 10.3367/UFNr.0185.201505a.0449].
- [9] V.I. Punegov, K.M. Pavlov, A.V. Karpov, N.N. Falcev, *J. Appl. Cryst.*, **50**, 1256 (2017). DOI: 10.1107/S1600576717010123
- [10] A. Haase, V. Soltwisch, S. Braun, C. Laubis, F. Scholze, *Opt. Express*, **25**, 15441 (2017). DOI: 10.1364/OE.25.015441