

16  
**Рентгеновские поверхностные волноводные моды на границе раздела между двумя различными периодическими многослойными структурами**

© И.Р. Прудников<sup>1,2,\*</sup>, Н.Н. Усманов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, 115409 Москва, Россия

\*e-mail: prudnik@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 29.03.2023 г.

В окончательной редакции 03.12.2023 г.

Принята к публикации 09.12.2023 г.

При помощи аналитического подхода и методом численного моделирования показано, что на поверхности раздела между двумя различными периодическими многослойными структурами (многослойными зеркалами) при определенных условиях возможно возбуждение рентгеновской волноводной моды. Эта мода распространяется вдоль границы раздела двух структур, причем ее интенсивность экспоненциально убывает с увеличением расстояния от граничной поверхности в глубь каждой из них. Признаком появления поверхностной волны является резонансный минимум на кривой зеркального отражения рентгеновских лучей от системы из двух периодических многослойных зеркал, которые последовательно, друг за другом, расположены на подложке. Исследовано влияние толщин пленок, образующих бислой, и материалов слоев в многослойных структурах на особенности возбуждения поверхностной волны.

**Ключевые слова:** периодическая многослойная структура, граница раздела, рентгеновская поверхностная волноводная мода, брэгговское отражение.

DOI: 10.61011/OS.2024.02.57778.4765-23

## 1. Введение

Существование поверхностных электромагнитных волн следует из решения уравнений Максвелла [1]. Такая волна распространяется вдоль поверхности (границы) раздела двух сред, а амплитуда волны экспоненциально затухает вдоль нормали к поверхности в глубь обеих сред. Возбуждение указанной волны осуществимо при выполнении определенных требований, которым должны, например, удовлетворять диэлектрические проницаемости граничащих материалов [1]. Поверхностные оптические моды экспериментально можно возбудить на границе между металлической дифракционной решеткой или металлической пленкой и диэлектриком (воздухом) [1]. Эти моды представляют собой поверхностные плазмоны, а появляющиеся при генерации подобных плазмонов минимумы на кривых зеркального отражения в случае дифракционных решеток известны как „аномалии Вуда“ [2]. Отметим, что в монографии [3] поверхностные электромагнитные волны рассматриваются как частный пример волноводной моды, которая в общем случае представляет из себя бегущую волну, локализованную в плоскости, перпендикулярной направлению её распространения. Наряду с границей между однородными средами локализованные оптические электромагнитные волны могут существовать также на поверхно-

сти фотонно-кристаллической структуры с периодическим изменением коэффициента преломления, например, на границе фотонный кристалл/воздух [4], фотонный кристалл/металлическая пленка [5], фотонный кристалл/фотонный кристалл [6].

Для электромагнитного излучения рентгеновского диапазона (длина волны  $\sim 1 \text{ \AA}$ ) в экспериментах применяются волноводы, в которых волноводные моды появляются в результате полного внешнего отражения рентгеновских лучей на границе раздела двух однородных сред (двух однородных пленок) при скользких углах падения вблизи критического угла полного внешнего отражения [7–13]. В отличие от [7–13] в работах [14–16] проанализирована возможность возбуждения рентгеновских волноводных мод при помощи брэгговских отражений от периодических многослойных структур [14,15] и кристаллических пленок [16]. Теоретические и экспериментальные исследования локализованных рентгеновских мод на поверхности кристаллов в условиях дифракции при скользких углах падения проведены в [17,18]. Из результатов аналитических расчетов и численного моделирования следует, что рентгеновские поверхностные волны могут существовать также на границе между периодической многослойной структурой и пленкой [19] или воздухом [20] и на поверхности раздела кристаллической сверхрешетки и кристаллической пленки [21,22].

Отметим, что в последние несколько лет продолжают появляться работы, в которых приведены результаты новых экспериментов и/или предлагаются идеи новых экспериментов в области квантовой рентгеновской оптики [23,24] и ядерного резонансного рассеяния [24,25] с использованием рентгеновских волноводов (для подробного ознакомления с соответствующей тематикой см. ссылки в [24,25]). Например, в [23] показано, что, помещая тонкую пленку (толщина пленки 2.8 nm) диоксида вольфрама  $WSi_2$  в волновод, при помощи возбуждения рентгеновской волноводной моды можно контролируемым образом изменить (уменьшить) время жизни возбужденного состояния атома вольфрама. Это состояние возникает в результате удаления электрона (ионизации) с одной из внутренних оболочек атома, которые расположены близко к ядру. Авторы [23] подчеркивают, что в эксперименте такой контроль важен при исследованиях динамики ультрабыстрых процессов, которые возможны с использованием рентгеновских лазеров на свободных электронах.

Из недавних работ, посвященных рентгеновским волноводам, выделим также статью [13], в которой рентгеновский волновод служил источником как характеристического рентгеновского излучения, так и рентгеновского излучения сплошного спектра. В эксперименте пучок электронов бомбардировал тонкую (толщина 1–2 nm) металлическую пленку, помещенную в волноводный слой. Интенсивность испускаемого в результате облучения рентгеновского излучения возрастала в результате возбуждения волноводной моды. По мнению авторов [13], проведенные эксперименты открывают путь к созданию лабораторных источников рентгеновского излучения с высокой интенсивностью.

В последнее время продолжается поиск новых комбинаций материалов, которые дадут возможность получить в эксперименте наибольшую интенсивность рентгеновской волноводной моды. Так, в работе [26] экспериментально исследован тройной слой Ru/C/Ru и определены его оптимальные структурные параметры, необходимые для генерации волноводной моды с максимальной интенсивностью в слое углерода.

В настоящей работе показано, что локализованную рентгеновскую волну или рентгеновскую поверхностную волноводную моду (согласно определению [3]) можно возбудить на граничной поверхности между двумя различными периодическими многослойными структурами. Рассмотренная проблема формально аналогична задаче о поверхностных электромагнитных состояниях на границе фотонный кристалл/фотонный кристалл [6]. В статье сформулированы условия, необходимые для эффективной генерации такой волны в эксперименте.

## 2. Аналитический метод

Рассмотрим зеркальное отражение рентгеновских лучей в образце, который состоит из двух различных периодических многослойных структур (рис. 1). Первая многослойная структура (МС1) расположена непосредственно на второй (МС2). На границу раздела МС1/воздух под углом скольжения  $\vartheta$  падает плоская  $\sigma$ -поляризованная волна с частотой  $\omega$  и амплитудой  $E_0$ . Найдем выражение для волнового электрического поля на границе раздела между МС1 и МС2 (рис. 1). Для вычислений будем полагать, что МС1 и МС2 разделены воображаемым бесконечно тонким вакуумным промежутком толщины  $l_\Delta$ . Зависящее от координаты  $z$  волновое электрическое поле внутри промежутка представим в виде

$$E(z) = E_t \exp[ik_\Delta(z - l - l_\Delta)] + E_r \exp[-ik_\Delta(z - l - l_\Delta)], \quad (1)$$

где  $l$  — толщина МС1, так что уравнение  $z = l$  определяет границу раздела МС1/МС2 (рис. 1),  $E_t$  и  $E_r$  — амплитуды прошедшей (индекс „t“) и отраженной (индекс „r“) волн внутри вакуумного промежутка,  $\pm k_\Delta$  — проекции волновых векторов указанных волн на ось  $z$ , координата  $z$  изменяется внутри вакуумного промежутка,  $l \leq z \leq l + l_\Delta$ . В (1) мы опустили фазовый множитель  $\exp(ik_0 \cos(\vartheta)x - i\omega t)$ , который определяет зависимость от времени и продольной координаты  $x$  (рис. 1), где  $k_0 = \omega/c$ . На основе подхода, используемого в [14], можно получить следующие уравнения для амплитуд  $E_t$  и  $E_r$ :

$$E_t \exp(-ik_\Delta l_\Delta) = T_1 E_0 + \bar{R}_1 E_r \exp(ik_\Delta l_\Delta), \quad \text{при } z = l, \\ E_r = R_2 E_t, \quad \text{при } z = l + l_\Delta, \quad (2)$$

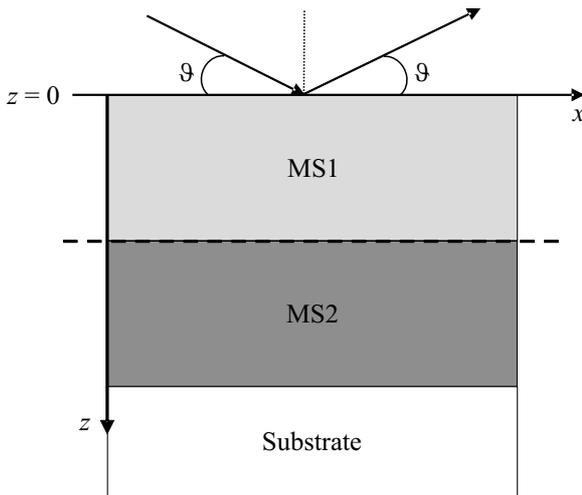
где  $T_1$  и  $\bar{R}_1$  — комплексные амплитудные коэффициенты пропускания и зеркального отражения для МС1, черта над коэффициентом  $\bar{R}_1$  означает, что этот коэффициент описывает зеркальное отражение от МС1, когда волна падает из вакуумного промежутка на границу раздела  $z = l$ , коэффициент пропускания  $T_1$  определяет амплитуду волны, которая прошла через МС1 в вакуумный промежуток, при  $z = l$ ,  $R_2$  — комплексный амплитудный коэффициент зеркального отражения от МС2 на границе  $z = l + l_\Delta$ . Из уравнений (2) находим выражения для амплитуд  $E_t$  и  $E_r$ :

$$E_t = T_1 \exp(ik_\Delta l_\Delta) E_0 / [1 - \bar{R}_1 R_2 \exp(i2k_\Delta l_\Delta)], \\ E_r = T_1 R_2 \exp(ik_\Delta l_\Delta) E_0 / [1 - \bar{R}_1 R_2 \exp(i2k_\Delta l_\Delta)]. \quad (3)$$

Полагая толщину  $l_\Delta$  в (1) и (3) равной нулю,  $l_\Delta = 0$ , из (1) и (3) находим выражение для поля при  $z = l$ :

$$E(z = l) = \frac{T_1(1 + R_2)}{(1 - \bar{R}_1 R_2)} E_0. \quad (4)$$

Поскольку должно выполняться условие непрерывности тангенциальной компоненты вектора напряженности электрического поля при переходе из вакуумного



**Рис. 1.** Иллюстративное изображение многослойной структуры, состоящей из двух периодических многослойных структур MC1 (MS1) и MC2 (MS2); MC2 расположена на подложке; MC1 расположена непосредственно на MC2. Горизонтальная штриховая линия показывает границу (поверхность) раздела между MC1 и MC2, на которой появляется рентгеновская поверхностная волноводная мода, распространяющаяся вдоль этой границы. Поверхностная мода возбуждается при помощи рентгеновской волны, падающей на входную поверхность образца,  $z = 0$ , под углом скольжения  $\vartheta$ ; зеркальное отражение указанной рентгеновской волны от всей многослойной структуры, составленной из MC1 и MC2, происходит в плоскости  $xz$ .

промежутка в MC1 и MC2, то выражение (4) определяет значение электрического поля на границе раздела MC1/MC2 при  $z = l$ .

Произведение  $\bar{R}_1 R_2$  в знаменателе формулы (4) запишем как  $\bar{R}_1 R_2 = |\bar{R}_1||R_2| \exp(i\varphi)$ , где  $\varphi$  — фаза произведения коэффициентов  $\bar{R}_1 R_2$ . Пусть главное значение  $\varphi$  лежит в интервале  $-\pi < \varphi \leq \pi$ . Когда выполняется условие

$$\varphi(\vartheta) = 0, \quad (5)$$

то знаменатель в (4) имеет вид  $1 - |\bar{R}_1||R_2|$ . В случае динамической дифракции рентгеновской волны одновременно в MC1 и MC2 произведение  $|\bar{R}_1||R_2| \sim 1$  и разность  $1 - |\bar{R}_1||R_2|$  стремится к нулю, что приводит к возрастанию амплитуды поля  $|E(z = l)|$  на границе раздела MC1/MC2. Следовательно, если в определенном интервале углов скольжения области сильного брэгговского отражения от MC1 и MC2 перекрываются и в этом интервале при некотором угле скольжения выполняется условие (5), то при указанном угле амплитуда волнового поля (4) на границе MC1/MC2 резонансно возрастает. По мере удаления от границы  $z = l$  в глубь MC1 или MC2 амплитуда волнового поля экспоненциально убывает из-за явления первичной экстинкции вследствие динамической дифракции рентгеновских лучей в периодических многослойных структурах и совершенных кристаллах [27,28]. В разд. 4 приведены численные

примеры, которые иллюстрируют перечисленные выше особенности резонансного возрастания амплитуды волнового поля для различных периодических многослойных структур.

### 3. Метод расчета кривой зеркального отражения и интенсивности волнового поля внутри многослойной структуры

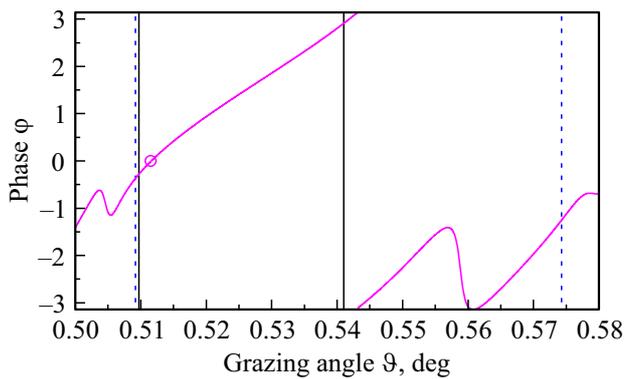
Все численные результаты в статье получены на основе рекуррентных соотношений Парратта [29]. В работах [30–32] изложены методы расчета интенсивности волны, зеркально отраженной от или прошедшей через шероховатую границу раздела между двумя средами, которые справедливы для произвольной величины среднеквадратичной амплитуды шероховатости этой границы и принимают во внимание также продольную длину корреляции (корреляционную функцию случайной шероховатости) [30,32]. Однако даже в случае одной границы раздела в рамках этих методов нужно численно решать интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода [30,32], что требует специальных математических алгоритмов и, как следствие, большого времени компьютерных расчетов. По этой причине в настоящей работе для компьютерного моделирования всех теоретических кривых зеркального отражения от многослойной структуры и распределения волнового поля по глубине такой структуры применяется часто используемый в литературе приближенный подход [33]: влияние межслойных шероховатостей учитывается при помощи умножения коэффициентов отражения (Френеля) и пропускания для каждой границы раздела между слоями на соответствующие корректирующие множители, как это предложено в широко известных работах [34,35]. После указанных изменений коэффициенты отражения и пропускания подставляются в рекуррентные соотношения Парратта [29].

### 4. Результаты численного моделирования и обсуждение полученных результатов

Рассмотрим структуру

$$\text{Si(подложка)} / \underbrace{20 \times [\text{Ni}(5 \text{ nm})/\text{C}(5 \text{ nm})]}_{\text{MC2}} / \underbrace{14 \times [\text{Ni}(1.5 \text{ nm})/\text{C}(8 \text{ nm})]}_{\text{MC1}} / \text{воздух}, \quad (6)$$

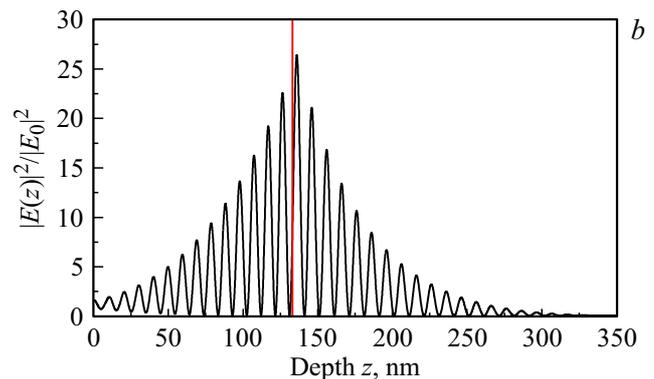
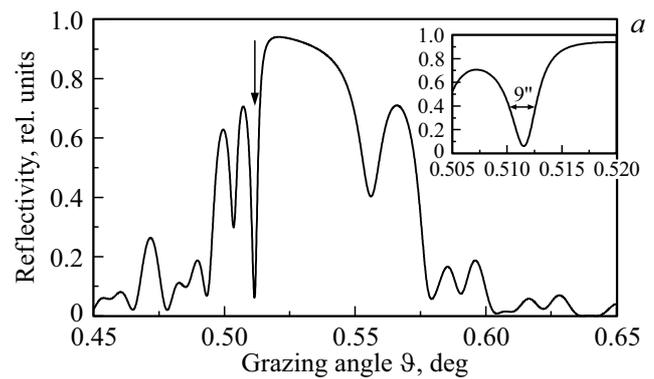
где числа 20 и 14 — количество бислоев Ni/C для MC2 и MC1 соответственно, в круглых скобках указаны (средние) толщины слоев никеля и углерода. Среднеквадратичная амплитуда шероховатости,  $\sigma$ , равна 0.5 nm для всех границ раздела внутри MC1 и MC2



**Рис. 2.** Зависимость фазы  $\varphi$  произведения коэффициентов  $\bar{R}_1 R_2$  от угла скольжения  $\vartheta$  (для пояснений см. основной текст). Сплошные вертикальные линии и штриховые вертикальные линии обозначают границы области сильного брэгговского отражения для МС1 и МС2 соответственно в случае первого брэгговского максимума. Кружком на кривой показана точка, отвечающая углу  $\vartheta = 0.5115^\circ$ . При этом угле выполняется равенство  $\varphi(\vartheta) = 0$  (5).

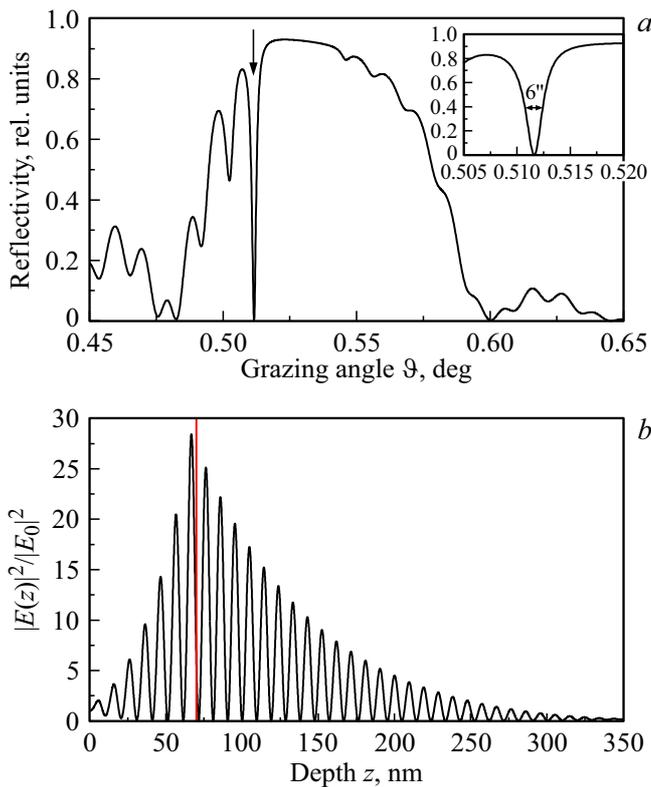
для структуры (6) и других последующих структур, рассмотренных в настоящей статье. Плотности никеля и углерода:  $\rho_{\text{Ni}} = 8.9 \text{ g/cm}^3$  и  $\rho_{\text{C}} = 2.0 \text{ g/cm}^3$ . Если длина рентгеновской волны, которая падает на (6), равна  $\lambda = 0.154056 \text{ nm}$ , то в случае первого брэгговского максимума угол Брэгга для МС1 равен  $\vartheta_1 = 0.5277^\circ$  и для МС2 равен  $\vartheta_2 = 0.5469^\circ$ . Многослойная структура 1 характеризуется сильным брэгговским отражением для углов  $0.5097^\circ \leq \vartheta \leq 0.5410^\circ$ , МС2 — для углов  $0.5092^\circ \leq \vartheta \leq 0.5743^\circ$ . Область сильного брэгговского отражения, или область динамической дифракции рентгеновских лучей, это диапазон углов скольжения, в пределах которого интенсивность зеркально отраженной рентгеновской волны равна единице для полубесконечной периодической многослойной структуры с достаточно большим числом бислоев при идеализированном условии пренебрежимо малого поглощения рентгеновских лучей [28]. В настоящей работе границы области динамической дифракции для МС1 и МС2 определяются методом численного моделирования. При этом коэффициенты поглощения в слоях и среднеквадратичные амплитуды шероховатостей границ раздела внутри МС1 и МС2 чисто формально полагаются равными нулю, а интенсивность отраженной волны при увеличении количества бислоев стремится в пределе к единице с учетом заданной точности вычислений. Все остальные численные результаты, представленные в работе, получены уже с учетом поглощения в бислоях Ni/C и шероховатости границ раздела.

Рисунок 2 показывает изменение фазы  $\varphi$  вблизи углов Брэгга  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ . Из рисунка следует, что при угле  $\vartheta = 0.5115^\circ$  выполняется условие (5). Значение  $\vartheta = 0.5115^\circ$  лежит в угловом диапазоне, где динамическая дифракция имеет место одновременно в МС1



**Рис. 3.** (a) Кривая зеркального отражения рентгеновских лучей от структуры (6). Вертикальная стрелка указывает на резонансный минимум при угле  $\vartheta = 0.5115^\circ$  (рис. 2). Этот провал появляется вследствие возбуждения поверхностной волноводной моды на границе МС1/МС2 внутри (6). На вставке к рисунку можно видеть указанный минимум в увеличенном масштабе. По аналогии с рис. 3, a, вертикальная стрелка на рис. 4, a, 5, a, 6, a и 7 отмечает положение резонансного минимума на других кривых зеркального отражения; на вставках к рис. 4, a, 5, a, 6, a и 7 резонансный провал представлен в увеличенном масштабе. (b) Зависимость нормированного квадрата модуля полного волнового поля,  $|E(z)|^2/|E_0|^2$  от координаты  $z$  внутри (6) в условиях возбуждения поверхностной волноводной моды при фиксированном угле  $\vartheta = 0.5115^\circ$  (a). Вертикальная линия обозначает границу раздела между МС1 и МС2 (вертикальная линия на рис. 4, b, 5, b и 6, b также обозначает границу между МС1 и МС2).

и МС2. На рис. 3, a приведена кривая зеркального отражения рентгеновских лучей от структуры (6) в окрестности углов  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ . При  $\vartheta = 0.5115^\circ$ , когда выполняется условие (5), на этой кривой присутствует глубокий резонансный минимум, который свидетельствует о возбуждении поверхностной волноводной моды вблизи границы МС1/МС2. Рис. 3, b показывает распределение нормированного квадрата модуля,  $|E(z)|^2/|E_0|^2$ , внутри (6), где  $E(z)$  — сумма двух волновых (электрических) полей: поля прошедшей волны, которая распространяется в сторону подложки, и поля зеркально отраженной волны (например, выражение для  $E(z)$  определяется формулой (1) внутри вакуумного промежутка толщиной  $l_\Delta$ ). Оба поля зависят от координаты  $z$



**Рис. 4.** (а) Кривая зеркального отражения рентгеновских лучей от структуры (7), которая является инвертированной по сравнению с (6). Резонансный минимум расположен при  $\vartheta = 0.5116^\circ$ . (б) Распределение нормированного квадрата модуля полного волнового поля внутри (7) при  $\vartheta = 0.5116^\circ$ .

(рис. 1). Вблизи границы  $z = l$  между МС1 и МС2 указанное распределение имеет максимум, связанный с возбуждением поверхностной волноводной моды. При удалении от границы  $z = l$  огибающая распределения  $|E(z)|^2/|E_0|^2$  экспоненциально затухает как в глубь МС1, так и в глубь МС2 из-за явления первичной экстинкции при динамической дифракции рентгеновских лучей в периодических средах [27,28]. По этой причине волноводная мода распространяется вдоль границы  $z = l$ . Отметим, что из рис. 3, б следует, что все максимумы для  $|E(z)|^2$  находятся в слоях углерода. Можно считать, что при появлении поверхностной волноводной моды в МС1 и МС2 возбуждается бормановская мода интерференционного рентгеновского поля, которая отвечает слабому поглощению волны при динамической дифракции в периодической среде [27,28]. Волноводная мода также появляется, если в отличие от (6) на подложке расположена МС2 с бислоем С(8 нм)/Ni(1.5 нм), а непосредственно над ней находится МС1 с бислоем С(5 нм)/Ni(5 нм):

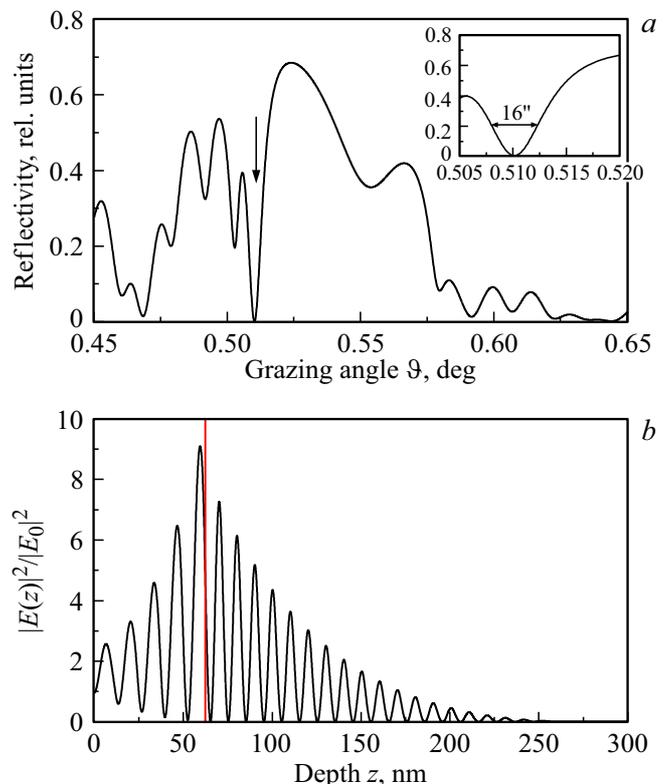
$$\begin{aligned} & \text{Si(подложка)}/30 \times [\text{C}(8 \text{ нм})/\text{Ni}(1.5 \text{ нм})]/ \\ & 7 \times [\text{C}(5 \text{ нм})/\text{Ni}(5 \text{ нм})]/\text{воздух}. \quad (7) \end{aligned}$$

Структура (7) является инвертированной по сравнению с (6). На рис. 4 показаны кривая зеркального отражения и зависимость нормированного квадрата модуля  $|E(z)|^2/|E_0|^2$  от координаты  $z$  для (7). Максимальное значение для  $|E(z)|^2/|E_0|^2$  имеет место вблизи границы раздела между МС1 и МС2 и численно равно  $\sim 26$  (рис. 3, б) и  $\sim 28$  (рис. 4, б).

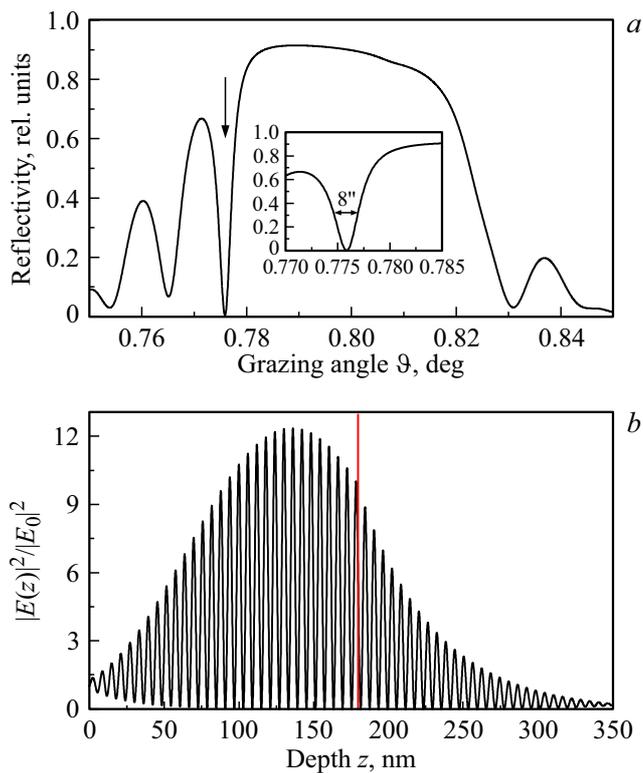
Волноводную моду можно возбудить и в случае, когда внутри МС1 или МС2 (рис. 1) толщина пленок никеля много больше толщины пленок углерода. Обратимся, например, к следующей структуре (для сравнения см. (6)):

$$\begin{aligned} & \text{Si(подложка)}/20 \times [\text{C}(5 \text{ нм})/\text{Ni}(5 \text{ нм})]/ \\ & 5 \times [\text{C}(1.5 \text{ нм})/\text{Ni}(11 \text{ нм})]/\text{воздух}. \quad (8) \end{aligned}$$

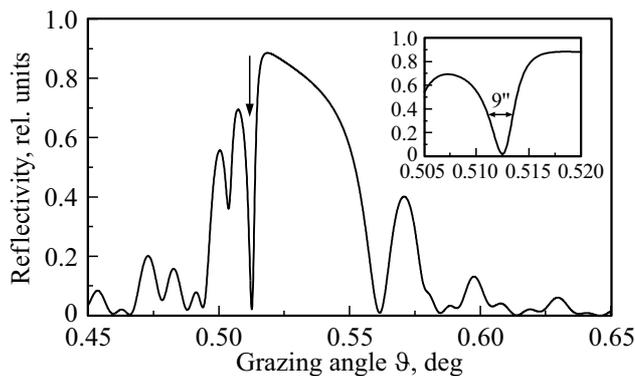
Рис. 5, б показывает, что в отличие от (6) и (7) для (8) максимумы  $|E(z)|^2$  находятся в слоях углерода только внутри МС2 (бормановская мода поля), а в МС1 они расположены в пленках Ni вблизи границ раздела С/Ni (антибормановская мода поля). По этой причине максимальное значение распределения  $|E(z)|^2/|E_0|^2$  в окрестности границы раздела МС1/МС2 равно  $\sim 9$  и меньше, чем 26 (рис. 3, б) и 28 (рис. 4, б). Как следствие указанных особенностей, для (8) угловая полуширина резонансного минимума  $\sim 16''$  (рис. 5, а) и имеет



**Рис. 5.** (а) Кривая зеркального отражения рентгеновских лучей от структуры (8), когда в МС1 толщина пленок никеля много больше толщины пленок углерода. Резонансный минимум находится при  $\vartheta = 0.5101^\circ$ . (б) Распределение нормированного квадрата модуля полного волнового поля внутри (8) при  $\vartheta = 0.5101^\circ$ .



**Рис. 6.** (а) Кривая зеркального отражения рентгеновских лучей от структуры (9). Резонансный провал на кривой лежит в области сильного дифракционного отражения для МС2 и расположен вне этой области для МС1. (б) Распределение нормированного квадрата модуля полного волнового поля внутри (9) при возбуждении поверхностной квазиволноводной моды.



**Рис. 7.** Кривая зеркального отражения от структуры (6), в которой пленки Ni (1.5 nm) заменены пленками Mo (1.5 nm).

большую величину по сравнению с теми значениями, которые приведены на вставках к рис. 3, b и 4, b.

Если уменьшить толщины пленок Ni и C, например, до следующих значений (ср. с (6) и (7)):

$$\begin{aligned} & \text{Si(подложка)}/30 \times [\text{C}(4.5 \text{ nm})/\text{Ni}(1.5 \text{ nm})]/ \\ & 30 \times [\text{C}(3 \text{ nm})/\text{Ni}(3 \text{ nm})]/\text{воздух}, \quad (9) \end{aligned}$$

то углы Брэгга станут равными  $\vartheta_1 = 0.8030^\circ$  и  $\vartheta_2 = 0.7845^\circ$ . Условие (5) для (9) выполняется при угле  $\vartheta = 0.7755^\circ$ , который не попадает в диапазон, где пересекаются области сильных брэгговских отражений от МС1 и МС2. Рис. 6, a демонстрирует, что при  $\vartheta = 0.7755^\circ$  существует глубокий резонансный минимум на кривой зеркального отражения. Однако огибающая распределения  $|E(z)|^2/|E_0|^2$ , отвечающая указанному фиксированному углу, экспоненциально затухает только в глубь МС2, а внутри МС1 эта огибающая имеет максимум (рис. 6, b). Такая особенность связана с тем, что значение  $\vartheta = 0.7755^\circ$  находится внутри области сильного дифракционного отражения для МС2 и лежит вне этой области в случае МС1. Будем считать, что зависимость  $|E(z)|^2$ , изображенная на рис. 6, b, отвечает поверхностной квазиволноводной моде.

Никель и углерод в структурах МС1 и МС2 (рис. 1) можно заменить другими материалами. При этом для возбуждения поверхностной моды по-прежнему необходимо выполнение условия (5), которое обсуждалось выше. Например, на рис. 7 показана кривая зеркального отражения, которая отвечает структуре (6), если в (6) заменить пленки Ni (1.5 nm) на пленки Mo (1.5 nm) с плотностью  $\rho_{\text{Mo}} = 10.22 \text{ g/cm}^3$  (для сравнения см. рис. 3, a).

## 5. Заключение

Из результатов аналитического рассмотрения и численных расчетов следует, что на границе раздела между двумя различными периодическими многослойными структурами можно возбудить рентгеновскую поверхностную волноводную моду, которая распространяется вдоль этой границы. Амплитуда моды экспоненциально затухает в направлении нормали к поверхности в глубь обеих структур. В работе сформулированы и обсуждаются требования, при выполнении которых появляется поверхностная мода: угол скольжения, определяемый из равенства (5), должен находиться в угловом диапазоне, где перекрываются области сильного брэгговского отражения от двух периодических многослойных структур. На примере многослойных зеркал с бислоями Ni/C показано, что при определенных условиях появление поверхностной волноводной моды сопровождается возбуждением бормановской моды интерференционного рентгеновского поля внутри обеих периодических структур. В этом случае все максимумы поля находятся в слоях углерода со слабым по сравнению с пленками никеля поглощением. Указанный случай имеет практическое значение для генерации поверхностной волноводной моды в эксперименте.

Предложенная в статье структура, состоящая из двух различных периодических многослойных зеркал МС1 и МС2, может найти экспериментальное применение в качестве рентгеновского волновода наряду с давно

используемыми на практике волноводами на основе полного внешнего отражения рентгеновских лучей вблизи критического угла полного внешнего отражения. При определенных структурных параметрах МС1 и МС2 максимумы интенсивности интерференционного рентгеновского поля волноводной моды, которая появляется на границе раздела между МС1 и МС2, находятся в слоях из материала с малым коэффициентом поглощения. Это приведет к уменьшению поглощения ее интенсивности при распространении внутри волновода.

Рассмотренная в настоящей работе структура может также иметь потенциальное применение в качестве многослойного анода-волновода, который бомбардируется внешним пучком электронов. В результате такого воздействия на металлические пленки внутри многослойной структуры возможна генерация рентгеновского излучения, усиленная в результате возбуждения поверхностной волноводной моды.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] H. Raether. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Springer-Verlag, Berlin, 1988). DOI: 10.1007/BFb0048317
- [2] R.W. Wood. *Philos. Mag.*, **4** (21), 396 (1902). DOI: 10.1080/14786440209462857
- [3] И.П. Шен. *Принципы нелинейной оптики*, под ред. С.А. Ахманова (Наука, М., 1989).
- [4] W.M. Robertson, M.S. May. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (13), 1800 (1999). DOI: 10.1063/1.123090
- [5] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh. *Phys. Rev. B*, **76** (16), 165415 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.76.165415
- [6] А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзлик, А.А. Лисянский. *УФН*, **180** (3), 249 (2010). DOI: 10.3367/UFNr.0180.201003b.0249 [A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeev, A.M. Merzlikin, A.A. Lisyansky. *Usp. Fiz. Nauk.*, **180** (3), 249 (2010). DOI: 10.3367/UFNr.0180.201003b.0249].
- [7] E. Spiller, A. Segmüller. *Appl. Phys. Lett.*, **24** (2), 60 (1974). DOI: 10.1063/1.1655093
- [8] Y.P. Feng, S.K. Sinha, H.W. Deckman, J.B. Hastings, D.P. Siddons. *Phys. Rev. Lett.*, **71** (4), 537 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevLett.71.537
- [9] С.И. Желудева, М.В. Ковальчук, Н.Н. Новикова, А.Н. Софенов, Н.Е. Мальшева, Н.Н. Салашенко, Ю.Я. Платонов, А.Д. Аксакхалян. *Кристаллография*, **40** (1), 145 (1995). [S.I. Zheludeva, M.V. Kovalchuk, N.N. Novikova, A.N. Sosphenov, N. E. Malysheva, N.N. Salashchenko, Yu.Ya. Platonov, A.D. Akhsakhalyan. *Crystallogr. Rep.*, **40** (1), 132 (1995)].
- [10] А.В. Андреев, Ю.В. Пономарев, И.Р. Прудников, Н.Н. Салашенко. *Письма в ЖЭТФ*, **66** (4), 219 (1997). [A.V. Andreev, Yu.V. Ponomarev, I.R. Prudnikov, N.N. Salashchenko. *Pis'ma Zh. Éksp. Teor. Fiz.*, **66** (4), 219 (1997). DOI: 10.1134/1.567460].
- [11] V.K. Egorov, E.V. Egorov. *Thin Solid Films*, **398**, 405 (2001). DOI: 10.1016/S0040-6090(01)01386-4
- [12] Q. Zhong, L. Melchior, J. Peng, Q. Huang, Z. Wang, T. Salditt. *J. Appl. Cryst.*, **50** (3), 701 (2017). DOI: 10.1107/S1600576717004630
- [13] M. Vassholz, T. Salditt. *Sci. Adv.*, **7** (4), eabd5677 (2021). DOI: 10.1126/sciadv.abd5677
- [14] I.R. Prudnikov. *J. Appl. Crystallogr.*, **38** (4), 595 (2005). DOI: 10.1107/S0021889805011830
- [15] В.А. Бушуев, О.Д. Рошупкина. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **72** (2), 209 (2008). [V.A. Bushuev, O.D. Roshchupkina. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **72** (2), 192 (2008). DOI: 10.1007/s11954-008-2014-3].
- [16] I.R. Prudnikov. *Phys. Rev. B*, **66** (19), 193309 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.193309
- [17] А.В. Андреев. *УФН*, **145** (1), 113 (1985). [A.V. Andreev. *Sov. Phys. Usp.*, **28** (1), 70 (1985). DOI: 10.1070/PU1985v028n01ABEH003650].
- [18] T. Jach, D.B. Novotny, M.J. Bedzyk, Q. Shen. *Phys. Rev. B*, **40** (8), 5557 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevB.40.5557
- [19] I.R. Prudnikov. *J. Appl. Crystallogr.*, **39** (2), 259 (2006). DOI: 10.1107/S0021889806003232
- [20] А.В. Виноградов, И.В. Кожевников. *Письма в ЖЭТФ*, **40** (10), 405 (1984). [A.V. Vinogradov, I.V. Kozhevnikov. *JETP Lett.*, **40** (10), 1221(1984)].
- [21] I.R. Prudnikov. *Acta Crystallogr., Sect. A*, **74**(5), 608 (2018). DOI: 10.1107/S2053273318009877
- [22] И.Р. Прудников. *ЖСХ*, **62** (4), 664 (2021). [I.R. Prudnikov. *J. Struct. Chem.* **62** (4), 622 (2021). DOI: 10.1134/S0022476621040144].
- [23] X.-C. Huang, X.-J. Kong, T.-J. Li, Z.-R. Ma, H.-C. Wang, G.-C. Liu, Z.-S. Wang, W.-B. Li, L.-F. Zhu. *Phys. Rev. Res.*, **3** (3), 033063 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.3.033063
- [24] R. Röhlberger, J. Evers. In: *Modern Mössbauer Spectroscopy*, ed. by Y. Yoshida, G. Langouche. *Topics in Applied Physics* (Springer, Singapore, 2021), vol. 137, p. 105–171. DOI: 10.1007/978-981-15-9422-9\_3
- [25] L. Wolff, J. Evers. *Phys. Rev. Res.*, **5** (1), 013071 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.5.013071
- [26] Kiranjot, R. Dhawan, M.H. Modi. *Surf Interface Anal.*, **54** (1), 52 (2022). DOI: 10.1002/sia.7016
- [27] З.Г. Пинскер. *Рентгеновская кристаллооптика*, 2-е изд., перераб. и доп. (Наука, М., 1982).
- [28] А.В. Виноградов, И.А. Брыгов, А.Я. Грудский, М.Т. Коган, И.В. Кожевников, В.А. Слемзин. *Зеркальная рентгеновская оптика*, под ред. А.В. Виноградова (Машиностроение. Ленингр. отд-ние, Л., 1989).
- [29] L.G. Parratt. *Phys. Rev.*, **95** (2), 359 (1954). DOI: 10.1103/PhysRev.95.359
- [30] A.V. Andreev. *Phys. Lett. A*, **219** (5-6), 349 (1996). DOI: 10.1016/0375-9601(96)00469-0
- [31] I.D. Feranchuk, S.I. Feranchuk, A.P. Ulyanenk. *Phys. Rev. B*, **75** (8), 085414 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.75.085414
- [32] Ø.S. Hetland, A.A. Maradudin, T. Nordam, P.A. Letnes, I. Simonsen. *Phys. Rev. A*, **95** (4), 043808 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevA.95.043808

- [33] М.А. Андреева, В.А. Бушуев, Е.Н. Овчинникова, А.П. Орешко, И.Р. Прудников, А.Г. Смехова. *Численные эксперименты в задачах рентгеновской оптики*, под ред. А.С. Илюшина (МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, М., 2005), 149 с.
- [34] L. Névot, P. Croce. *Rev. Phys. Appl.*, **15** (3), 761 (1980). DOI: 10.1051/rphysap:01980001503076100
- [35] B. Vidal, P. Vincent. *Appl. Opt.*, **23** (11), 1794 (1984). DOI: 10.1364/AO.23.001794