13

Изготовление и исследование волноводных структур на основе $Si/Be/SiO_2$ для рентгеновского диапазона

© Н.В. Загайнов, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Д.Г. Реунов, Р.М. Смертин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН,
603087 Нижний Новгород, Россия
e-mail: kolazagaunow41@gmail.com

Поступило в Редакцию 20 мая 2026 г.
В окончательной редакции 20 мая 2026 г.
Принято к публикации 20 мая 2026 г.

Представлены результаты разработки и экспериментального исследования планарного рентгеновского волновода на основе системы $Si/Be/SiO_2$ с бериллиевым кором толщиной 30 nm. Выбор бериллия обусловлен низкой плотностью электронов, что позволяет увеличить длину волновода по сравнению с традиционными материалами (C, B_4C) при энергии излучения 8 keV. Для ввода жесткого рентгеновского излучения (линия Cu $K\alpha 1$, $\lambda = 0.154$ nm) использован метод резонансного пучкового возбуждения, обеспечивающий высокую эффективность захвата благодаря широкой апертуре. Структуры изготовлены магнетронным напылением на сверхгладкие стеклянные подложки. Экспериментально определен резонансный угол падения 0.204°, что хорошо согласуется с теоретическим расчетом (0.203°), выполненным методом матриц переноса. Для анализа выходного излучения предложена методика выделения волноводной моды с помощью аппроксимации псевдо-Фойгта. Теоретический коэффициент полезного действия (КПД) структуры составил 2.19 %, экспериментальный — 1.58 %. С использованием статического фактора Дебая–Валлера оценена эффективная среднеквадратичная шероховатость границ подложка/Be и Be/Si — около 1.5 nm.

Ключевые слова: рентгеновские волноводы, планарные волноводы, бериллий, $Si/Be/SiO_2$, резонансное пучковое возбуждение, магнетронное напыление, шероховатость границ, жесткое рентгеновское излучение (8 keV), метод матриц переноса.

DOI: 10.61011/JTF.2026.10.63628.180-26

Введение

Плоский рентгеновский волновод — это оптический элемент, который представляет интерес не только с точки зрения фундаментальных исследований, но и с точки зрения использования в качестве наноразмерного источника пространственно когерентного рентгеновского излучения.

Одним из примеров использования таких волноводов может послужить метод фазово-контрастной визуализации (CXDI) [1]. Для восстановления пространственного распределения диэлектрической проницаемости необходимо решать задачу с известными начальными условиями (источник) и конечными условиями (детектор). Однако для использования данного метода необходима информация о фазе падающего излучения на образец. Для решения данной задачи нужен когерентный источник рентгеновского излучения. Данную проблему решает одномерный волновод, так как излучение на его выходе по одной из координат является когерентным.

Применение волноводов в данной методике имеет еще и то преимущество, что не происходит разрушения биологических объектов. Это позволяет исследовать биологические структуры в условиях, приближенных к реальным [2]. Также данный метод позволяет добиться высокого пространственного разрешения (порядка 65 nm) при малой дозе радиации (менее $5 \cdot 10^5$ Gy).

В статье [3] предлагается использовать такие волноводы в качестве монохроматоров с достаточно широкой полосой пропускания энергии (> 100 eV) в жестком рентгеновском диапазоне. При этом устройство выступает в роли жесткого пространственного фильтра: резонансный захват излучения на входе происходит в очень узком угловом диапазоне (аксептанс порядка μrad), что позволяет эффективно выделять высококогерентную часть падающего потока даже с учетом того, что на выходе из наноапертуры пучок приобретает большую дифракционную расходимость.

Возможно использование рентгеновских волноводов для создания сверхтонких пучков в целях исследования микрокристаллических объектов [4]. С помощью двухэтапной коллимационной системы удалось добиться размеров источника 100 nm на 3 μm. Использовался волновод Mo/C/Mo с толщиной слоя углерода порядка 80 nm. Также использовалось многослойное зеркало Ru/B_4C для фокусировки пучка по ортогональной координате. Авторы доказали, что волноводная оптика позволяет проводить локальный структурный анализ (сканирующую дифрактометрию и малоугловое рассеяние) с высоким пространственным разрешением, что критически важно для неоднородных материалов.

Для исследований, требующих высокой степени когерентности излучения, в настоящее время используются синхротронные источники рентгеновского излучения,

либо лазеры на свободных электронах. Однако данные источники довольно дороги, а их использование в разработках, особенно носящих прикладной характер, крайне неоперативно. В ряде случаев доступ к ним не всегда возможен. С этой точки зрения раскрывается новая возможность использования волноводов, в том числе и в качестве источника рентгеновского излучения [5,6]. Возбуждение атомов посредством их взаимодействия с электронным пучком или рентгеновским излучением тонкого слоя внутри волновода (Co, Fe, Mo [5]) позволяет добиться генерации или усиления рентгеновского излучения.

Однако, несмотря на очевидные перспективы этих рентгенооптических элементов, они до сих пор не получили широкого применения на практике. Это связано с рядом особенностей их изготовления и использования. В частности, одним из факторов, приводящим к низкой их светосиле, является сильное поглощение рентгеновского излучения в ко́ре волновода. Предпринимались попытки обойти эту проблему за счет использования воздуха в качестве кора, который имеет крайне низкое поглощение [7]. Но в этом случае авторы столкнулись с ограничениями, уменьшающими апертуру волновода. Эти ограничения связаны со способом ввода излучения, шероховатостями границ между кором и обкладками, а также неплоскостностью подложек, на которых формировались волноводные структуры, о чем будет сказано далее. Длина таких волноводов не превысила единиц миллиметров.

Применение в качестве кора бериллия — материала с низкой плотностью электронов — увеличивает длину волновода в окрестности 10 keV в 5 раз по сравнению с часто используемым углеродом и более чем в 3 раза — с B_4C. Несмотря на очевидные преимущества, работ с Be крайне мало [8], а рабочая длина кора не превышала 1 mm.

В работе [8] в качестве материала обкладок применялся Mo, обладающий рядом существенных недостатков по сравнению с Si. В частности, высокое поглощение в молибдене приводит к сильному затуханию направляемых мод, что критически ограничивает допустимую длину волновода и сужает диапазон оптимальных толщин кора, другой важной проблемой являются шероховатости границ пленок. Из-за большого числа отражений, порядка 1000, влияние шероховатости на пропускание волновода является критическим. В отмеченных работах эта проблема вообще не обсуждалась.

ИФМ РАН имеет ряд уникальных заделов и технологий, которые позволят создавать волноводы с параметрами, приближающимися к предельным, которые найдут применение не только в научных исследованиях, но и в реальных приборах, составив конкуренцию по ряду направлений традиционным рентгенооптическим элементам. К таким заделам следует отнести технологии напыления тонких бериллиевых пленок и систем на их основе [9], а также инженерии (interface-engineering), позволяющие кардинально снизить шероховатости пленок [10–12]. Также на высоком уровне развита технология формообразования подложек, в том числе и плоских с угловыми ошибками на уровне субмикрорадиан [13–15]. Также мы располагаем обширными возможностями в создании оптических элементов, предназначенных для высокоточной коллимации рентгеновского излучения [16–20].

В настоящей работе мы сообщаем о первых результатах, полученных при разработке и исследовании $Si/Be/SiO_2$ рентгеновских волноводов.

1. Принцип работы рентгеновского волновода

При создании волноводных структур в рентгеновском диапазоне мы сталкиваемся с характерными для рентгеновского излучения с энергиями > 5 keV показателями преломления, слабо отличными от единицы [21], поэтому все волноводы в этом диапазоне являются слабонаправляющими диэлектрическими волноводами [22]. Рассмотрим простейшую теорию, описывающую волноводные структуры. Для этого рассмотрим следующую задачу — две полубесконечные обкладки с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и кор с проницаемостью ϵ_0. Геометрия задачи изображена на рис. 1.

Решения уравнений Максвелла в волноводе будем рассматривать раздельно для TE- и TM-мод. В зависимости от выбора функции поля в коре волновода ($\cos k_x x$ или $\sin k_x x$), моды дополнительно подразделяются на четные и нечетные. В рамках данной модели получаются следующие трансцендентные уравнения для определения параметров волновода:

$$\tan\left(\sqrt{\frac{w^2}{c^2}\epsilon_0 - k^2}\cdot\frac{d}{2}\right) = \left(\sqrt{\frac{w^2}{c^2}\epsilon_0 - k^2}\cdot\frac{d}{2}\right), \quad (1)$$

$$\cot\left(\sqrt{\frac{w^2}{c^2}\epsilon_0 - k^2}\cdot\frac{d}{2}\right) = -\frac{\sqrt{k^2 - \frac{w^2}{c^2}\epsilon_1}}{\sqrt{\frac{w^2}{c^2}\epsilon_0 - k^2}}, \quad (2)$$

$$\tan\left(\sqrt{\frac{w^2}{c^2}\epsilon_0 - k^2}\cdot\frac{d}{2}\right) = \frac{\epsilon_0\sqrt{k^2 - \frac{w^2}{c^2}\epsilon_1}}{\epsilon_1\sqrt{\frac{w^2}{c^2}\epsilon_0 - k^2}}, \quad (3)$$

$$\cot\left(\sqrt{\frac{w^2}{c^2}\epsilon_0 - k^2}\cdot\frac{d}{2}\right) = -\frac{\epsilon_0\sqrt{k^2 - \frac{w^2}{c^2}\epsilon_1}}{\epsilon_1\sqrt{\frac{w^2}{c^2}\epsilon_0 - k^2}}, \quad (4)$$

где уравнение (1) описывает четные TE-моды, (2) — нечетные TE-моды, (3) — четные TM-моды, а (4) — нечетные TM-моды.

Помимо этого, данная модель позволяет оценить глубину проникновения волноводной моды в обкладку, которая составляет ~ 1 k. Исходя из требования существования решения в действительной области (при условии,

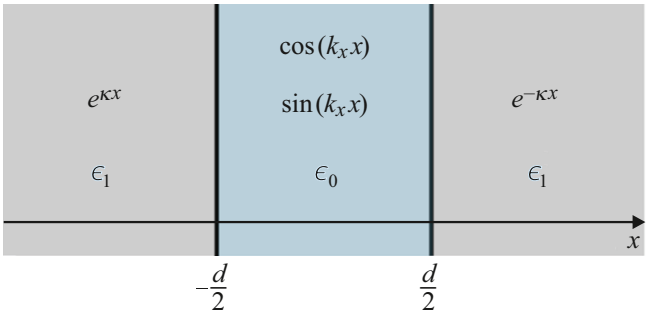

Рис. 1. Геометрия задачи.

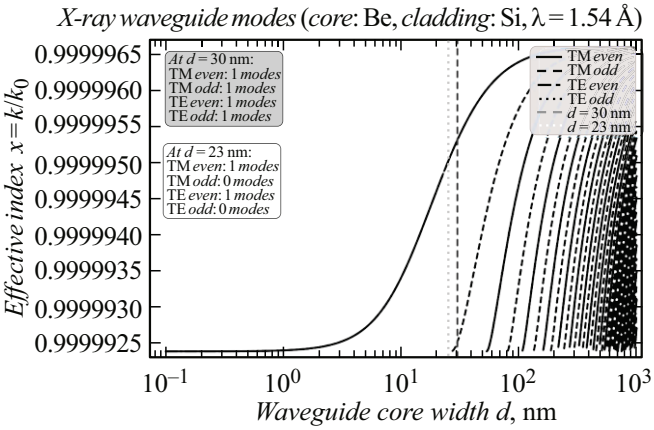

Рис. 2. Решения уравнений (1)–(4) при фиксированных параметрах, кроме d.

что рассматриваются только действительные части ϵ), можно получить следующее ограничение:

$$\frac{w^2}{c^2}\epsilon_1 < k^2 < \frac{w^2}{c^2}\epsilon_0. \qquad (5)$$

Если зафиксировать в уравнениях (1)–(4) все параметры, кроме толщины кора, можно вывести условие существования мод волновода (рис. 2).

Как мы видим из рисунка, численный расчет показывает малое различие в условиях существования и глубине проникновения TE- и TM-мод, что характерно для слабонаправляющих волноводов [23].

При выбранных толщинах по рис. 2 можно оценить максимальную глубину проникновения излучения в окружающую среду. Под глубиной экстинкции L здесь понимается расстояние от границы волновода, на котором амплитуда эванесцентного поля убывает в e раз. Эта величина определяет степень локализации моды: чем больше L, тем большая доля энергии распространяется вне кора, что приводит к увеличению взаимодействия поля с оболочкой и росту потерь. Значения L были получены из численного расчета дисперсионных характеристик и профилей полей мод для исследуемой слоистой структуры. Как показали расчеты, при $d = 30$ nm максимальная глубина экстинкции составляет $L_{\max} = 48.4$ nm, а при $d = 23$ nm она уменьшается до $L_{\max} = 11$ nm. Максимальная глубина проникновения рассчитывалась для каждой моды по отдельности, затем выбиралась наибольшая. Таким образом, выбирая толщину волновода при остальных фиксированных параметрах, можно менять глубину проникновения излучения.

Волноводы можно разделить на три типа по методу ввода излучения в структуру; данные способы схематично изображены на рис. 3 [24].

Указанные методы ввода излучения различаются по апертуре и по селекции волноводных мод. В случае с резонансным пучковым возбуждением (рис. 3, a) весь падающий пучок используется для возбуждения излучения внутри волновода. В случае фронтального метода ввода излучения (рис. 3, b) — только часть пучка $W \approx d$, где d — толщина волновода, W — часть от падающего излучения, участвующая в создании моды волновода, что накладывает высокие требования на коллимацию падающего пучка. В случае асимметричного ввода излучения (рис. 3, c) $W \approx 2 \cdot d \cdot \cos\theta_{inc}$, где θ_{inc} — скользящий угол падения, так как углы падающего излучения определяются условиями (1)–(4), в случае с жестким рентгеновским излучением (≈ 1 Å) $\theta_{inc} \approx 0.2^\circ$ получается, что метод обладает теми же проблемами, что и фронтальный

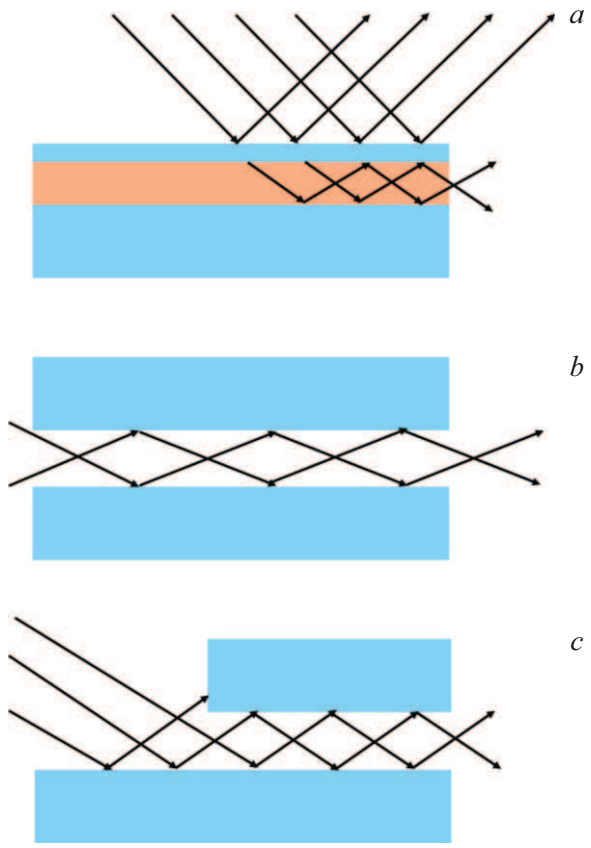

Рис. 3. Методы ввода излучения [24]: a — резонансное пучковое возбуждение (Resonant Beam Coupling, RBC); b — фронтальный (торцевой) ввод (Front Coupling, FC); c — асимметричный фронтальный ввод с предотражением (Asymmetric Front Coupling).

метод ввода излучения ($W \approx 2 \cdot d$). Таким образом, с точки зрения доли пучка, возбуждающего волноводную моду, первый вариант существенно превосходит остальные, так как в нем ширина „полезного“ пучка определяется экспериментальной длиной поглощения l_a, которая показывает предельное расстояние вдоль оси волновода, на котором интенсивность излучения превышает уровень фонового шума детектирующей системы, в отличие от фундаментальной длины затухания (L, спад в e раз), величина l_a учитывает логарифмический „хвост“ поглощения и динамический диапазон конкретного рефлектометра, физически объясняя регистрацию сигнала на макроскопических масштабах и углом скольжения θ_{inc}, и равна $W \approx l_a \cdot \theta_{inc} \approx 3.5 \cdot 10^{-3} l_a$ [mm]. Для $l_a = 5$ mm W составляет $17.5\,\mu$m вместо ≈ 30 nm в предыдущих случаях. Поэтому в нашей работе был выбран первый способ возбуждения волновода.

Другим преимуществом резонансного ввода излучения является возможность тонко настраивать толщину кора волновода. Это необходимо для уменьшения размера источника на выходе волновода. При распространении излучения вдоль волновода неустойчивые (побочные) структуры затухают быстрее основных мод. Поэтому для эффективной селекции мод требуется, чтобы излучение прошло расстояние, обратно пропорциональное коэффициенту затухания среды. Однако из-за большой длины такого пути значительная часть энергии поглощается самой структурой.

Также немаловажным фактом является селективность падающего излучения по угловому спектру, так как условие существования моды при выбранной длине волны и толщине кора накладывает довольно строгие ограничения на угол падающего излучения (1)–(4). В случае фронтального ввода и асимметричного ввода в качестве кора волновода зачастую используется вакуум [24], что значительно увеличивает расстояние, на котором затухает волноводная мода. Также при вводе излучения в волновод такими методами спектральная селективность ограничивается только апертурой волновода, что позволяет возбуждать сразу несколько волноводных мод.

2. Эксперимент

Материалы и толщины для волновода должны отвечать нескольким критериям: минимизация поглощения излучения внутри волновода, возможность роста пленок с минимальными шероховатостями на границах, увеличение энергии, находящейся в волноводной моде. Для совпадения всех трех критериев необходимо соблюсти баланс в различиях диэлектрической проницаемости между обкладками, кором и воздухом. С точки зрения показателя поглощения, чем меньше атомный номер элемента, тем слабее материал взаимодействует с фотонами высокой энергии; идеальным кандидатом с этой точки зрения является Li, однако он сильно окисляется в атмосфере и бурно реагирует с влагой, что делает его применение крайне затруднительным. Следующим материалом по атомному номеру является Be, который совмещает в себе высокую механическую прочность и химическую стабильность [25]. Так как затухание волноводной моды обусловлено не только поглощением в коре волновода, но и поглощением, связанным с рассеиванием на шероховатостях и затуханием за счет проникновения части поля (эванесцентная волна) в материал обкладок, Si является отличным кандидатом для использования его в качестве обкладок в волноводе — он не только обеспечивает достаточный скачок диэлектрической проницаемости для существования эффекта полного внутреннего отражения, но и обладает большим потенциалом для „сглаживания“ поверхности [26,27]; кроме того, Si обладает умеренным коэффициентом поглощения по сравнению с другими материалами (декремент преломления отличается в 10 раз, линейный коэффициент затухания в 100 раз (в сравнении с золотом)). Кроме того, существует развитая технология литографии на основе Si-подложек, что делает этот материал более доступным. В нашей работе мы выбрали в качестве материала обкладок Si и стеклянную подложку. Для оптимизации толщин слоев мы воспользовались программным пакетом Multifitting [28,29]. Критерием оптимизации толщин слоев кора и обкладки была минимизация экстремума коэффициента отражения от всей структуры. Идеальная волноводная система стремится к нулевому отражению, что обеспечивает максимальное прохождение энергии внутрь. Этот результат достигается благодаря деструктивной интерференции: волны, отраженные от разных границ раздела внутри структуры, оказываются в противофазе и взаимно гасятся, действуя по принципу просветляющего покрытия. По данному критерию оптимизации мы получили следующие толщины структуры: верхний слой кремния — 17 nm, бериллиевый кор — 30 nm.

Волноводные структуры изготавливались методом магнетронного напыления при постоянном токе. Общая схема установки магнетронного напыления включает пост откачки, вакуумную камеру, блок электроники и персональный компьютер с установленной программой управления. Остаточное давление газов в рабочей камере перед процессом осаждения пленок не хуже $2.67 \cdot 10^{-5}$ Pa. Структуры изготавливались в среде чистого Ar (99.999 %) при давлении ~ 0.1 Pa. Постоянное значение давления рабочего газа во время осаждения пленок материалов контролировалось при помощи регулятора расхода газа РРГ 12 и постоянным измерением значения давления газа вакуумным датчиком Pfeiffer PKR 251. При синтезе волноводных структур значения токов на магнетронах, а также скоростей осаждения материалов составляли: $\mathrm{I(Be)} = 0.6$ A, $\upsilon = 0.04$ nm/s, $\mathrm{I(Si)} = 0.6$ A, $\upsilon = 0.09$ nm/s. [9].

Волноводные структуры осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости ~ 0.2 nm) стеклянные подложки диаметром 32 mm и толщиной 6 mm. Максимальное отклонение поверхности подложек от

плоскости на уровне ~ 30 nm (радиус кривизны порядка 2 km). Форма поверхности измерялась на интерферометре Физо Zygo Verifire с плоской эталонной поверхностью (диаметр 101.6 mm, точность формы $\lambda/20$) [30]. Перед осаждением структур на рабочие стеклянные подложки тестовые слои наносились на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости ~ 0.2 nm) кремниевые подложки толщиной 450 μm для предварительной калибровки толщин пленок Be и Si в процессе магнетронного напыления.

Измерения зеркального отражения рентгеновского излучения и измерения выхода излучения из волноводной структуры на энергии 8 keV (линия Cu $K\alpha 1$) производились с использованием высокоразрешающего четырехкристального дифрактометра PANalytical Expert'Pro. Принципиальная схема эксперимента и характерные параметры изображены на рис. 4. Ширина зондового пучка 50 μm, высота — 10 mm, угловая расходимость — $\sim 0.005°$. Расстояние от образца до детектора 300 mm. Угловой размер приемной щели изменялся: $\sim 0.15°$ при измерении угловых зависимостей коэффициента отражения и $\sim 0.02°$ при измерении выхода излучения из волноводной структуры.

Измерения зеркального отражения рентгеновского излучения проводились по схеме $\vartheta-2\vartheta$-скан. Угол отсчитывается от плоскости образца. Шаг сканирования изменялся: при измерении всего диапазона — 0.005°; в окрестности волноводной моды/экстремума коэффициента отражения — 0.001°. В дальнейшем измерения сшивались воедино.

Измерение выхода излучения из волноводной структуры проводилось методом сканирования детектором (2ϑ-скан) при фиксированном угловом положении образца. Шаг сканирования 0.01°.

На первом этапе изучалась зависимость коэффициента отражения излучения с длиной волны 0.154 nm от угла положения детектора. Результат представлен на рис. 5. В результате сканирования определен резонансный угол, составивший величину 0.204°.

Далее после настройки образца на резонансный угол, следующей настройкой была координата X — позиционирование проекции пучка на образце относительно выхода волновода (рис. 4). Сканирование происходило с шагом 0.5 mm при точности позиционирования шага 0.01 mm. Координата 0 mm соответствует падению пучка в центр образца.

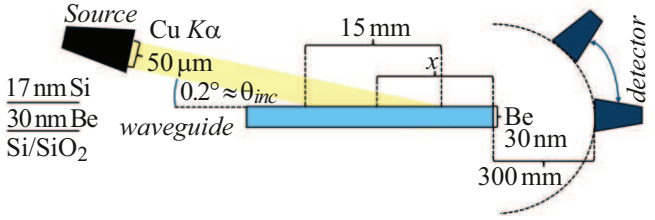

Рис. 4. Принципиальная схема эксперимента.

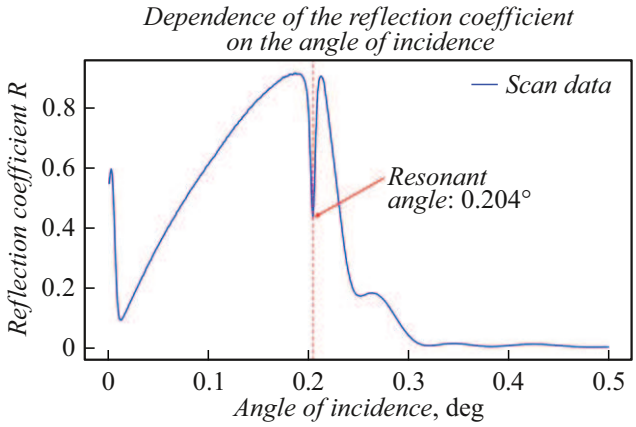

Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения от угла падения.

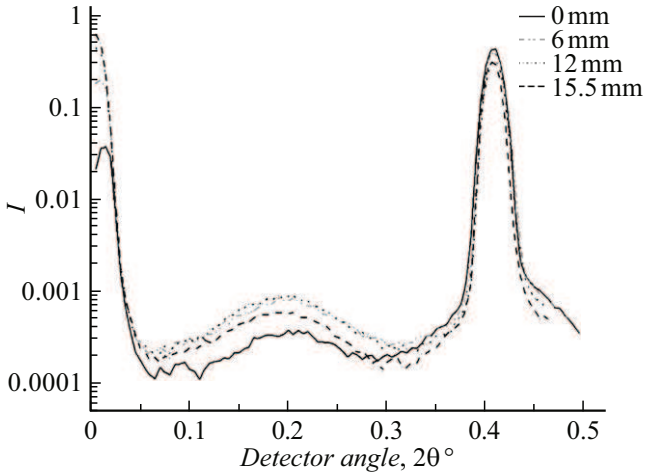

Рис. 6. Зависимость угловой интенсивности от положения проекции пучка на образце.

На рис. 6 наблюдается три явных пика: прошедший сквозь образец пучок (левый пик), вышедшая волноводная мода (центральный широкий пик) и отраженное излучение (правый пик). Нормировка кривых производилась на исходную интенсивность пробного пучка.

Из рисунка видно, что при больших и малых X интенсивность вышедшей волноводной моды падает, а ее максимум наблюдается на координате $X_{opt} \approx 9$ mm. Такое поведение интенсивности объясняется тем, что при больших X весь падающий пучок возбуждает моду, однако из-за большой дистанции до выхода большая часть интенсивности поглощается. При координате X, меньшей половины пучка, часть его проходит мимо волновода, что приводит к уменьшению заведенной в волновод мощности. С другой стороны, излучение в волноводе проходит до выхода меньшее расстояние, что приводит к увеличению вышедшей интенсивности. В результате конкуренции этих двух разнонаправленных процессов и появляется оптимальная дистанция.

Ширина вышедшей волноводной моды определяется дифракцией на выходе $\Delta\vartheta \sim \lambda d$.

3. Теория эксперимента

Для оценки КПД волновода необходимо понять, какая часть падающих фотонов участвует в создании волноводного излучения (центральный пик). Для этого была разработана первичная теоретическая модель эксперимента. Для определения параметров волноводной структуры была построена следующая теоретическая модель. Волноводная структура задается распределением диэлектрической проницаемости вдоль координаты Z (рис. 7). Решалась задача о распространении электромагнитного поля вглубь структуры с начальными условиями в виде падающей плоской волны с использованием метода матриц переноса [31,32]. Таким образом, мы получаем стационарное распределение поля внутри структуры (рис. 7).

Далее, исходя из распределения поля внутри структуры, можно построить зависимость коэффициента отражения от угла падения, а также максимальную интенсивность внутри волноводной структуры (рис. 8). Коэффициент считался исходя из нашей модели расчета (матриц переноса).

Теоретический резонансный угол 0.203° довольно хорошо согласуется с экспериментом (0.204°).

После этого с помощью найденного распределения поля можно найти сигнал на детекторе, используя дифракцию Френеля [33]. Также необходимо смоделировать прошедший и отраженный пучков. Пространственный профиль прошедшего и отраженного пучков удобно моделировать с помощью функции псевдо-Фойгта. Данная функция обеспечивает высокую точность аналитической аппроксимации профиля Фойгта, позволяя корректно учесть совместный вклад гауссова (аппаратное уширение) и лоренцева (естественная спектральная ширина и дифракционные эффекты) уширений пучка [34,35]:

$$V_p = A \cdot [\eta \cdot L(\theta) + (1 - \eta) \cdot G(\theta)], \qquad (6)$$

где $L(\theta)$ — Функция Лоренца, $G(\theta)$ — функция Гаусса, $\eta \in [0, 1]$. Таким образом, мы получаем распределение интенсивности на детекторе (рис. 9).

Поскольку мы решаем стационарную задачу распределения поля, необходимо принять во внимание эффект пространственного накопления сигнала внутри направляющего канала. Для корректного математического описания баланса между туннелированием пучка в резонатор и диссипацией энергии вводится коэффициент эффективного затухания моды μ_{eff}. Данный параметр интегрально описывает фотоэлектрическое поглощение в материалах кора и обкладок. Учет этого коэффициента позволяет определить итоговое распределение поля на выходе из волновода, а также рассчитать теоретический КПД системы. Для рассматриваемой модельной структуры расчетное значение составило $\eta_{theor} = 2.19\,\%$.

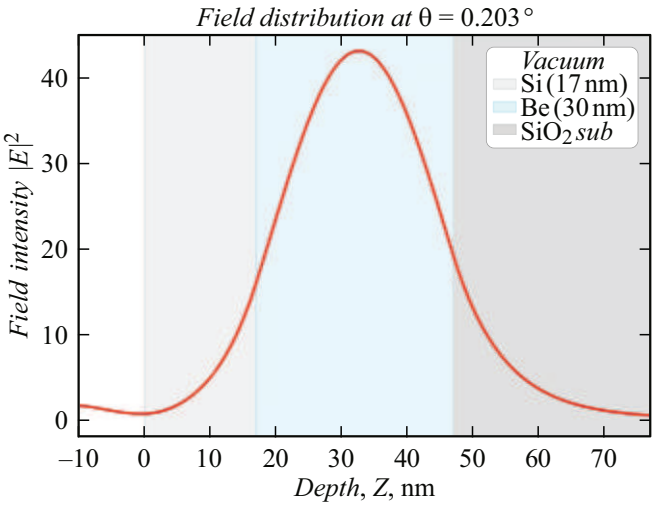

Рис. 7. Стационарное распределение поля внутри волноводной структуры.

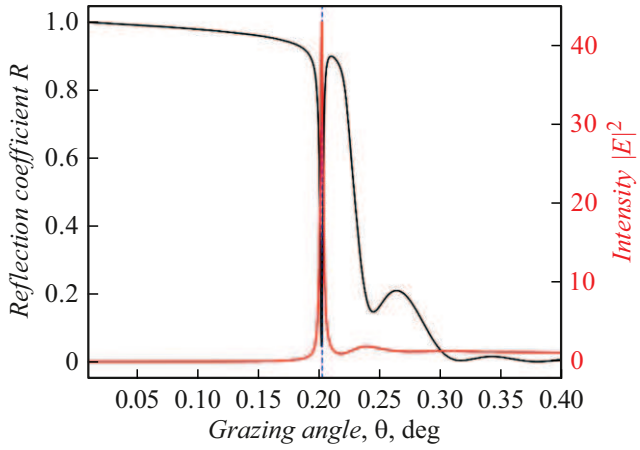

Рис. 8. Моделирование зависимостей коэффициента отражения и энергии внутри волноводной структуры от угла падения.

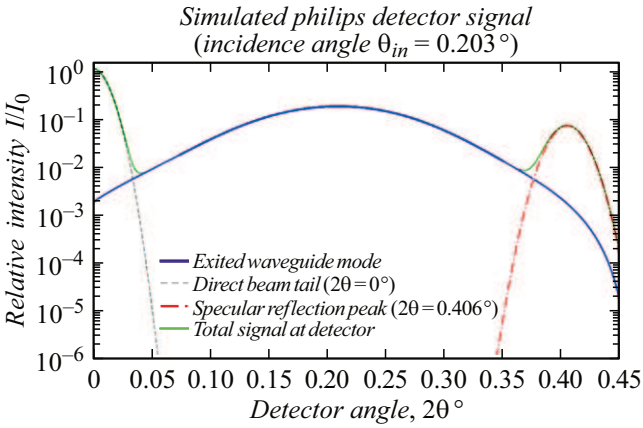

Рис. 9. Моделирование распределения интенсивности на детекторе.

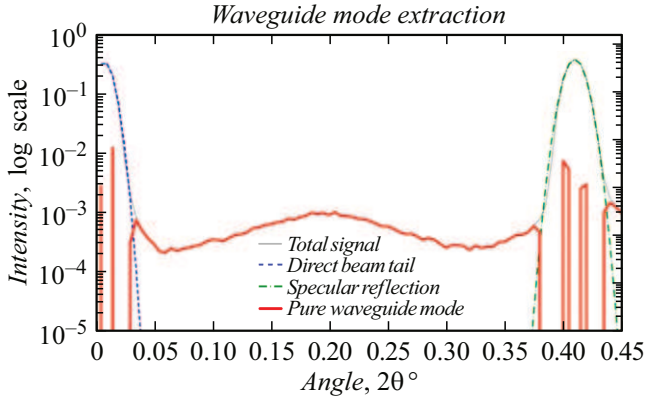

Рис. 10. Выделение сигнала волноводной моды в эксперименте.

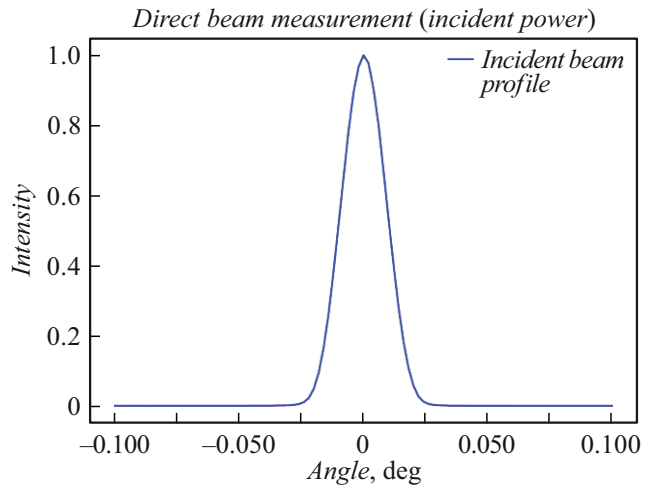

Рис. 11. Угловой профиль падающего пучка.

Для оценки экспериментального КПД волноводной моды необходимо исключить вклады прошедшего и отраженного пучков. Эта задача решается путем аппроксимации профиля пучка функцией псевдо-Фойгта (6). Нахождение оптимальных параметров данной функции с помощью метода наименьших квадратов позволяет корректно выделить волноводную моду в экспериментальном распределении интенсивности (рис. 10). Так как функция псевдо-Фойгта не до конца описывает сигнал на детекторе, в выделенном сигнале волноводной моды видны выбросы.

Исходя из профиля падающего пучка (рис. 11), мы сможем оценить экспериментальный КПД системы $\eta_{experimental} = 1.58\,\%$.

Можно ввести коэффициент эффективного затухания моды волновода, связанный с рассеянием на шероховатости. Тогда путем сравнения теоретического КПД и экспериментального мы можем найти коэффициент эффективного затухания. Если рассматривать распространение мод в волноводе в лучевой модели, то мы можем оценить среднее расстояние между отражениями:

$$L = \frac{d_{Be}}{\tan(\theta_{inc})}. \tag{7}$$

Снижение интенсивности зеркального отражения, обусловленное неидеальностью границ раздела, учитывалось с помощью статического фактора Дебая–Валлера [36]. Применение данной экспоненциальной поправки математически строго обосновано в рамках кинематического приближения при выполнении условия, что профиль микронеровностей описывается нормальным (гауссовым) распределением, а величина эффективной среднеквадратичной шероховатости σ_{eff} удовлетворяет критерию Рэлея для скользящего падения. Благодаря малым углам скольжения θ в рентгеновском диапазоне, шероховатость оказывается существенно меньше перпендикулярной проекции длины волны $\sigma_{\text{eff}} \ll \frac{\lambda}{\sin\theta}$,что обеспечивает высокую долю зеркальной компоненты:

$$R_{rough} = \exp(-q_z^2\sigma_{\text{eff}}^2). \tag{8}$$

Отметим, что в области малых углов скольжения, близких к критическому углу полного внешнего отражения, математически более строгим является использование динамического фактора Нево–Кросе (Névot–Croce) [37], учитывающего эффект преломления волны. Однако в рамках решаемой задачи применение классической кинематической поправки Дебая–Валлера является оправданным. В предложенной модели параметр σ_{eff} целенаправленно используется как эффективная феноменологическая величина. Он интегрально описывает не только истинную топологическую микрошероховатость поверхности, но и совокупность прочих паразитных диссипативных потерь, сопровождающих многократное отражение и пространственное накопление локализованной моды внутри направляющего канала.

Исходя из этого приближения, мы можем оценить среднеквадратичную шероховатость слоя бериллия $\sigma_{\text{eff}} \approx 1.5\,\text{nm}$.

Итак, результат обработки эксперимента можно представить следующим образом. По положению отраженного пика мы можем подобрать толщину слоя бериллия. Далее мы можем выделить сигнал волноводной моды, и по данным о падающем пучке оценить экспериментальный КПД структуры, далее с учетом рассчитанного экспериментального КПД мы можем оценить среднеквадратичную шероховатость между слоями подложка/Be и Be/Si.

4. Результаты

В ходе выполнения работы была успешно спроектирована и экспериментально исследована планарная рентгеновская волноводная структура на основе системы $Si/Be/SiO_2$ с толщиной бериллиевого кора 30 nm. Показана высокая эффективность метода резонансного

пучкового возбуждения для ввода жесткого рентгеновского излучения (энергия 8 keV, линия Cu $K\alpha 1$) в наноразмерный направляющий канал. В ходе углового сканирования экспериментально зафиксирован резонансный угол падения, составивший 0.204°. Разработана комплексная теоретическая модель эксперимента. Расчет стационарного распределения электромагнитного поля вглубь структуры проводился с использованием метода матриц переноса, а эволюция выходящего пучка до плоскости детектора — в рамках скалярной теории дифракции Френеля. Расчетный теоретический КПД захвата пучка для модельной структуры составил $\eta_{theor} = 2.19\,\%$. Для обработки экспериментальных данных предложена и апробирована методика выделения „чистого“ сигнала волноводной моды из суммарного распределения интенсивности на детекторе. Использование аналитической аппроксимации профилей прямого и отраженного пучков функцией псевдо-Фойгта позволило корректно отделить их вклады. На основе очищенного спектра экспериментальный КПД системы был оценен в $\eta_{experimental} = 1.58$. Продемонстрировано, что разница между теоретической и экспериментальной эффективностью ввода излучения является следствием потерь в резонаторе, которые можно количественно описать через коэффициент эффективного затухания моды. Путем сравнения значений η_{theor} и $\eta_{experimental}$ и применения статического фактора Дебая–Валлера предложен алгоритм оценки эффективной среднеквадратичной шероховатости (σ_{eff}) на границах раздела слоев подложка/Be и Be/Si, она составила ≈ 1.5 nm. Ранее полученные экспериментальные значения для шероховатости пленки Be, напыленной на монокристаллический кремний, составили $\sigma = 1.37$ nm [38], что хорошо согласуется с оценочными результатами, полученными в настоящей работе. Описанный подход представляет собой мощный диагностический инструмент для исследования скрытых интерфейсов и дальнейшей оптимизации процессов синтеза рентгенооптических элементов.

5. Перспективы

Предложенная в настоящей работе теоретическая модель имеет значительный потенциал для дальнейшего развития. В частности, в будущих исследованиях планируется учесть влияние немонохроматичности падающего пучка и макроскопической кривизны подложки на формирование кривых отражения. Аналитически влияние кривизны может быть описано как задача о туннелировании волны в слабо меняющемся вдоль продольной координаты потенциале. В параксиальном приближении эволюция распределения поля $u(x, z)$ будет подчиняться параболическому волновому уравнению

$$i\,\frac{\partial u}{\partial z} = \left[-\frac{1}{2k_0}\,\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{k_0}{2}(n^2(x, z) - 1)\right]u. \qquad (9)$$

Для численного интегрирования уравнения (9) предполагается использование метода расщепления шага (Split-Step Fourier Method) [39]. Данный алгоритм позволит не только корректно рассчитать распространение поля в искривленном канале, но и более строго учесть локальные флуктуации показателя преломления $n(x, z)$, вызванные шероховатостью границ раздела. Помимо этого, отдельный интерес представляет анализ межмодовой связи (mode coupling), возникающей при диффузном рассеянии на неидеальностях структуры, а также исследование альтернативных механизмов возбуждения направляемых мод — например, за счет брэгговской дифракции на кристаллических плоскостях кремниевой обкладки или использования поверхностных дифракционных решеток.

В экспериментальной части дальнейшие усилия будут направлены на оптимизацию геометрических параметров резонатора. В первую очередь планируется исследование структур с толщиной бериллиевого слоя (Be) порядка 23 nm для выявления строгой зависимости эффективности захвата пучка от ширины направляющего канала. Финальной целью является разработка и характеризация волноводов с композитным (многослойным) кором, что должно привести к существенному увеличению итогового КПД рентгенооптической системы.

Благодарности

В работе использовалось оборудование Центра коллективного пользования „Физика и технология микро- и наноструктур“ (ЦКП ИФМ РАН).

Финансирование работы

Разработка конструкции, теории и исследование параметров волноводных структур были выполнены при поддержке гранта РНФ 21-72-20108-П. Напыление пленок, исследование шероховатости и формы подложек были выполнены при поддержке гранта РНФ 21-72-30029-П.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz, D. Sayre. AIP Conf. Proceed., **521**, 3 (2000). DOI: 10.1063/1.1291749
[2] R.N. Wilke, M. Hoppert, M. Krenkel, M. Bartels, T. Salditt. J. Appl. Crystallography, **48** (2), 464 (2015). DOI: 10.1107/S1600576715003593
[3] Y.P. Feng, S.K. Sinha, E.E. Fullerton, G. Grübel, D. Abernathy, D.P. Siddons, J.B. Hastings. Appl. Phys. Lett., **67** (24), 3647 (1995). DOI: 10.1063/1.115346
[4] M. Müller, M. Burghammer, D. Flot, C. Riekel, C. Morawe, B. Murphy, A. Cedola. J. Appl. Crystallography, **33** (5), 1231 (2000). DOI: 10.1107/S0021889800009249

[5] M. Vassholz, T. Salditt. Sci. Adv., **7** (4), eabd5677 (2021). DOI: 10.1126/sciadv.abd5677
[6] L.M. Lohse, P. Andrejić, S. Velten, M. Vassholz, C. Neuhaus, A. Negi, A. Panchwanee, I. Sergeev, A. Pálffy, T. Salditt, R. Röhlsberger. Phys. Rev. Lett., **135** (5), 053601 (2025). DOI: 10.1103/r2hf-9qn9
[7] M.J. Zwanenburg, J.F. Peters, J.H.H. Bongaerts, S.A. de Vries, D.L. Abernathy, J.F. van der Veen. Phys. Rev. Lett., **82** (8), 1696 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.1696
[8] W. Jark, A. Cedola, S. Di Fonzo, M. Fiordelisi, A. Et. Appl. Phys. Lett., (2001). DOI: 10.1063/1.1350956
[9] В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало. УФН, **190** (6), 92 (2020). DOI: 10.3367/UFNr.2019.05.038623 [V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo. Phys.-Usp., **63** (1), 83 (2020). DOI: 10.3367/UFNe.2019.05.038623]
[10] N.I. Chkhalo, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, A. Et. Thin Solid Films, (2017). DOI: 10.1016/j.tsf.2017.04.020
[11] M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechay, D.E. Pariev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, D.A. Tatarskiy, N.N. Salashchenko, F. Schafers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, Y.A. Vainer, M.V. Zorina. Opt. Express, **26** (26), 33718 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.033718
[12] R.M. Smertin, M.M. Barysheva, N.I. Chkhalo, S.A. Garakhin, I.V. Malyshev, V.N. Polkovnikov. Opt. Express, **32** (15), 26583 (2024). DOI: 10.1364/OE.524921
[13] A. Chernyshev, N. Chkhalo, I. Malyshev, M. Mikhailenko, A. Et. Precision Engineer., (2021). DOI: 10.1016/j.precisioneng.2021.01.006
[14] A. Chernyshev, N. Chkhalo, I. Malyshev, M. Mikhailenko, A. Pestov, N. Salashchenko, M. Toropov. Appl. Opt., **61** (33), 9879 (2022). DOI: 10.1364/AO.472504
[15] A. Chernyshev, N. Chkhalo, M. Mikhailenko, A. Pestov, M. Zorina. Appl. Opt., **64** (30), 9129 (2025). DOI: 10.1364/AO.573446
[16] А.Д. Ахсахалян, Б.А. Володин, Е.Б. Клюенков, В.А. Муравьев, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **1**, 162 (1999).
[17] A. Akhsakhalyan, A. Akhsakhlyan, A. Kharitonov, E. Kluenkov, A. Et. Open Phys., **3** (2), 163 (2005). DOI: 10.2478/BF02475584
[18] А.Д. Ахсахалян, А.А. Ахсахалян, Е.Б. Клюенков, В.А. Муравьев, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов. Известия РАН. Серия физическая, **69** (2), 174 (2005).
[19] С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало. Квантовая электроника, **47** (4), 385 (2017).
[20] S.A. Garakhin, N.I. Chkhalo, I.A. Kas'kov, A.Y. Lopatin, A. Et. Rev. Scientific Instruments, **91**, 063103 (2020). DOI: 10.1063/1.5144489
[21] CXRO X-Ray Interactions With Matter. https://henke.lbl.gov/optical_constants/
[22] D. Gloge. Appl. Opt., **10** (10), 2252 (1971). DOI: 10.1364/AO.10.002252
[23] М. Адамс. *Введение в теорию оптических волноводов* (Мир, М., 1984)
[24] D. Pelliccia, I. Bukreeva, C. Giannini, L. De Caro, A. Cedola, F. Scarinci, S. Lagomarsino. Radiation Phys. Chem., **78** (10), S42 (2009). DOI: 10.1016/j.radphyschem.2009.06.008
[25] E.O. Filatova, S.S. Sakhonenkov, S.A. Kasatikov, A.U. Gaisin, A. Et. J. Phys. Chem. C, **124** (41), 22601 (2020). DOI: 10.1021/acs.jpcc.0c07242
[26] R. Kuroda, T. Suwa, A. Teramoto, R. Hasebe, A. Et. IEEE Transactions on Electron Devices, **56** (2), 291 (2009). DOI: 10.1109/TED.2008.2010591
[27] H. Neubauer, S. Hoffmann, M. Kanbach, J. Haber, S. Kalbfleisch, S.P. Krüger, T. Salditt. J. Appl. Phys., **115** (21), 214305 (2014). DOI: 10.1063/1.4881495
[28] M. Svechnikov. J. Appl. Crystallography, **53**, 244 (2020). DOI: 10.1107/S160057671901584X
[29] M. Svechnikov. J. Appl. Crystallography, **57** (3), 848 (2024). DOI: 10.1107/S1600576724002231
[30] Е.И. Глушков, И.В. Малышев, А.И. Николаев, Е.В. Петраков, Н.И. Чхало, Р.А. Шапошников. ЖТФ, **95** (10), 1984 (2025).
[31] M. Born, E. Wolf, A.B. Bhatia. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge University Press, 1999)
[32] L.G. Parratt. Phys. Rev., **95** (2), 359 (1954). DOI: 10.1103/PhysRev.95.359
[33] F. Pfeiffer, C. David, M. Burghammer, C. Riekel, T. Salditt. Science, **297** (5579), 230 (2002). DOI: 10.1126/science.1071994
[34] P. Thompson, D.E. Cox, J.B. Hastings. J. Appl. Crystallography, **20** (2), 79 (1987). DOI: 10.1107/S0021889887087090
[35] G.K. Wertheim, M.A. Butler, K.W. West, D.N.E. Buchanan. Rev. Scientific Instruments, **45**, 1369 (1974). DOI: 10.1063/1.1686503
[36] J. Als-Nielsen, D. McMorrow. *Elements of Modern X-ray Physics* (John Wiley & Sons, Hoboken, 2011)
[37] L. Névot, P. Croce. Revue de Physique Appliquée, **15** (3), 761 (1980). DOI: 10.1051/rphysap:01980001503076100
[38] N.I. Chkhalo, M.S. Mikhailenko, A.V. Mil'kov, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, I.L. Strulya, M.V. Zorina, S.Yu. Zuev. Surf. Coatings Technol., **311**, 351 (2017). DOI: 10.1016/j.surfcoat.2017.01.023
[39] M.D. Feit, J.A. Fleck. Appl. Opt., **17** (24), 3990 (1978). DOI: 10.1364/AO.17.003990