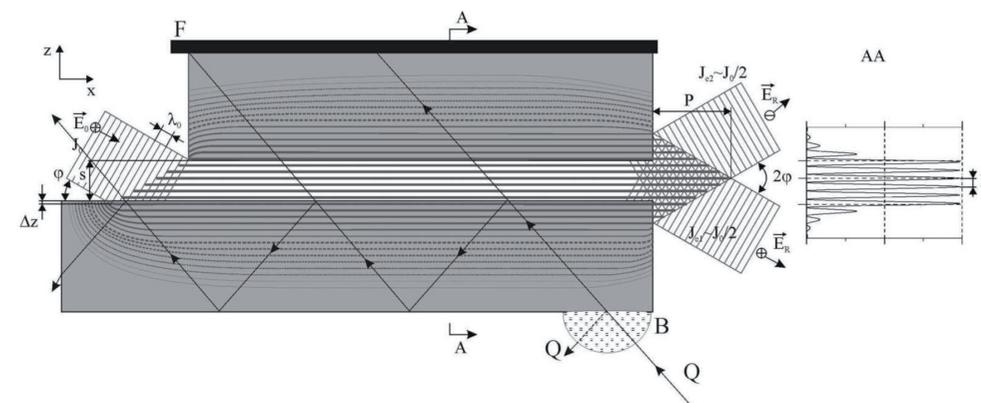


Представляемый вниманию читателя сборник статей, посвященный изучению явления волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновского излучения, построен по хронологическому принципу. В начале возникла идея принципиальной возможности реализации нового механизма распространения потока рентгеновских лучей. Потом появились соображения, как экспериментально проверить появившуюся гипотезу. Далее были найдены независимые подтверждения справедливости предложенной модели. В продолжении исследований начались поиски модификации параметров волноводно-резонансных формирователей потоков рентгеновского излучения и направлений применения волноводно-резонаторов на практике. Последним аккордом результатов исследований в этой области оказалось экспериментальное подтверждение факта взаимодействия потоков рентгеновского и оптического излучений через взаимное влияние интерференционных полей стоячих волн, возбуждаемых этими потоками. Есть основания полагать, что такое взаимодействие носит всеобщий характер.

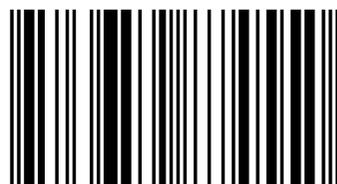


Владимир Егоров
Евгений Егоров

Егоров Владимир Константинович, к.ф.м.н., старший научный сотрудник ИПТМ РАН. Известный учёный, крупный специалист по ускорителям заряженных частиц и рентгеновской спектроскопии. Автор изобретения плоских рентгеновских волноводов - резонаторов.

Планарные рентгеновские волноводы- резонаторы

Реализация и Перспективы



978-3-659-87455-0

**Владимир Егоров
Евгений Егоров**

Планарные рентгеновские волноводы-резонаторы

**Владимир Егоров
Евгений Егоров**

**Планарные рентгеновские
волноводы-резонаторы**

Реализация и Перспективы

LAP LAMBERT Academic Publishing

Impressum / Выходные данные

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek: Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Alle in diesem Buch genannten Marken und Produktnamen unterliegen warenzeichen-, marken- oder patentrechtlichem Schutz bzw. sind Warenzeichen oder eingetragene Warenzeichen der jeweiligen Inhaber. Die Wiedergabe von Marken, Produktnamen, Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen u.s.w. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutzgesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Библиографическая информация, изданная Немецкой Национальной Библиотекой. Немецкая Национальная Библиотека включает данную публикацию в Немецкий Книжный Каталог; с подробными библиографическими данными можно ознакомиться в Интернете по адресу <http://dnb.d-nb.de>.

Любые названия марок и брендов, упомянутые в этой книге, принадлежат торговой марке, бренду или запатентованы и являются брендами соответствующих правообладателей. Использование названий брендов, названий товаров, торговых марок, описаний товаров, общих имён, и т.д. даже без точного упоминания в этой работе не является основанием того, что данные названия можно считать незарегистрированными под каким-либо брендом и не защищены законом о брендах и их можно использовать всем без ограничений.

Coverbild / Изображение на обложке предоставлено: www.ingimage.com

Verlag / Издатель:

LAP LAMBERT Academic Publishing

ist ein Imprint der / является торговой маркой

OmniScriptum GmbH & Co. KG

Bahnhofstraße 28, 66111 Saarbrücken, Deutschland / Германия

Email / электронная почта: info@omniscryptum.com

Herstellung: siehe letzte Seite /

Напечатано: см. последнюю страницу

ISBN: 978-3-659-87455-0

Copyright © Владимир Егоров, Евгений Егоров

Copyright © 2017 OmniScriptum GmbH & Co. KG

Alle Rechte vorbehalten. / Все права защищены. Saarbrücken 2017

Содержание

Предисловие	3
Плоский волновод-резонатор рентгеновского излучения	8
Волновод рентгеновского излучения и его применение в дифрактометрии и рентгенофлуоресцентном анализе	30
Плоский волновод жесткого электромагнитного излучения	36
Применение волновода-резонатора рентгеновского излучения для дифрактометрии и рентгенофлуоресцентного анализа	58
Волновод-резонатор рентгеновского излучения как будущий конкурент синхротронных источников радиации	74
Особенности формирования пучков составным рентгеновским волноводом-резонатором	91
Волноводно-резонансные устройства для рентгеновской нанофотоники	101
Применение плоского волновода-резонатора в качестве высокоэнергетического фильтра рентгеновского излучения	144
Некоторые свойства плоского рентгеновского волновода-резонатора и его применение в нанометрологии	148
Экспериментальное обоснование механизма волноводно-резонансного распространения жесткого электромагнитного излучения	171
Изучение распределения интенсивности рентгеновского излучения сформированного волноводом-резонатором с разновеликими рефлекторами	205
Технологические особенности изготовления плоского рентгеновского волновода-резонатора	209
Увеличение светосилы плоского рентгеновского волновода-резонатора	229
Свойства плоского рентгеновского волновода-резонатора и важнейшие направления их модификации	242
Особенности планарных щелевых рентгеноводов, построенных на базе поликристаллических рефлекторов	249
Об особенностях распространения потоков рентгеновских лучей в наноразмерных щелевых зазорах	272
Особенности и области практического применения плоских рентгеновских волноводов-резонаторов	280

Разработка рентгеновского лазера на основе идеи волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения.....	316
Использование наноразмерных пленочных покрытий для построения плоских рентгеновских волноводов-резонаторов.....	326
Физика и направления научно-технического применения плоских рентгеновских волноводов-резонаторов.....	330
Рентгенофлуоресцентный анализ в условиях полного внешнего отражения при ионопучковом возбуждении.....	343
О принципиальной возможности управления параметрами потоков характеристической рентгеновской радиации.....	348
Рентгеновская нанофотоника на базе плоских рентгеновских волноводов-резонаторов.....	376

Предисловие

Явление волноводно-резонансного распространения электромагнитного излучения на примере изучения транспортировки потоков рентгеновской радиации плоским протяженным щелевым зазором было открыто на основании сопоставления результатов целого ряда экспериментальных и теоретических исследований. Однако важнейшим материалом этого комплекса предварительных исследований необходимо признать экспериментальные работы, выполненные группой проф. Т.А. Мингазина, в которых изучались особенности формирования потоков рентгеновского излучения с помощью, так называемых бесщелевых рентгеновских коллиматоров. Исследования, выполненные этой группой, показали, что сборка, состоящая из двух плоских полированных кварцевых пластин, прижатых друг к другу, не пропускают поток светового излучения, но транспортируют рентгеновские лучи. При этом было показано, что при увеличении усилия, сжимающего сборку, интенсивность проходящего рентгеновского потока уменьшается, а при попадании в бесщелевой зазор любой жидкости, - падает до нуля. К сожалению, ни специалисты группы Т.А. Мингазина, ни научные сотрудники группы, а в последствие Института рентгеновской оптики, возглавлявшегося проф. М.А. Кумаховым, не разглядели в наблюдавшемся эффекте нового фундаментального явления, сутью которого является интерференция падающего и отраженного потоков рентгеновского излучения в условиях его полного внешнего отражения на материальном интерфейсе. Эффект транспортировки потока рентгеновского излучения бесщелевым коллиматором был интерпретирован этими специалистами в рамках механизма многократного полного внешнего отражения, на основании которого описывались рентгенотранспортные свойства рентгеновских капилляров, впервые введенных в рентгеновскую практику проф. П.Б. Хиршем в 1951 году и впоследствии детально изученных проф. М.Л. Кумаховым.

Явление интерференции падающего и отраженного рентгеновских потоков и образования рентгеновских стоячих волн впервые было экспериментально зарегистрировано в экспериментах по Брегговской дифракции рентгеновских лучей. Наличие этого явления было взято на вооружение проф. М. Лауэ для детального объяснения эффекта Ж.

Боррманна – аномального прохождения потока рентгеновских лучей через кристаллы. Интерференция падающего и отраженного рентгеновских потоков в условиях полного внешнего отражения впервые экспериментально наблюдалась в исследованиях группы проф. М. Бедзика. В этих исследованиях поток монохроматизированного рентгеновского излучения падал на материальный интерфейс под углами, меньшими критического угла полного внешнего отражения. Исследования показали, что период стоячей рентгеновской волны зависит от значения угла падения первичного потока, причем величины этого периода существенно превосходят значения длины волны падающего излучения. В то же время, авторы этой пионерской работы проигнорировали проникновение интерференционной картины вглубь материального интерфейса. В простейшем представлении величина электромагнитного поля в материале рефлектора убывает по экспоненте с увеличением расстояния от интерфейса. Однако эта экспоненциальная зависимость должна быть промодулирована интерференционным вкладом, на что указывалось в фундаментальных монографиях по оптике (см. например, Р. Дичьборн, Физическая оптика. М.: Наука. 1965). Кроме того, авторы не приняли в расчет факт степени монохроматизации использованного излучения. В то же время, очевидно, что монохроматизация представляет собой вырезание из первичного потока набора рентгеновских квантов, соответствующих степени совершенства структуры используемого монохроматизирующего кристалла. То есть, вторичный рентгеновский поток характеризуется некоторой средней длиной волны λ_0 , степенью монохроматичности $\Delta\lambda$ и длиной когерентности $L=\lambda_0^2/\Delta\lambda$. Аналогичные параметры свойственны и характеристическим излучениям, генерируемым рентгеновскими трубками. Учет степени монохроматичности потока излучения имеет значение для определения размера области интерференции. В случае монохроматической волны, модель которой обычно используется в теоретических изысканиях по рентгеновской оптике, размер области интерференции, определяемой длиной когерентности излучения, оказывается бесконечным. В то же время, если рассмотреть параметры потоков характеристического излучения, генерируемых стандартными рентгеновскими трубками, то оказывается, что их длина когерентности соответствует наноразмерному диапазону. Например, длина когерентности молибденового и медного излучений равны 220 и 540 нанометров,

соответственно. Именно поэтому оказалось, что волноводно-резонансный режим транспортировки характеристического (квазимонохроматического) рентгеновского излучения соответствует наноразмерному диапазону ширины плоских протяженных щелевых зазоров.

Еще одним фактором, который, как выяснилось, необходимо учитывать при рассмотрении явления волноводно-резонансного распространения потоков квазимонохроматического рентгеновского излучения, является продольный сдвиг Гуса-Хансен. Геометрически это явление иногда представляют как зигзагообразное движение луча в материальной среде с выходом в вакуум (воздух) с некоторым продольным смещением. Расчетные значения этого сдвига для рентгеновского излучения оказались большими в сравнении с величинами их длин когерентности. То есть при полном внешнем отражении единичного рентгеновского фотона оказывается, что он не может интерферировать сам с собой, как это имеет место в оптике видимого света. Но экспериментальное наблюдение интерференции дает основание полагать, что мы имеем дело с пространственной когерентностью излучения, то есть интерферируют между собой разные рентгеновские фотоны.

Кроме того, при взаимодействии рентгеновского излучения с материалом необходимо было бы учитывать наличие переходного слоя в районе интерфейса материал/вакуум даже в условиях идеальной полировки поверхности. Введение подобного переходного слоя оказалось необходимым даже при описании отражения оптического излучения на интерфейсе материал/вакуум в районе угла Брюстера. Требующиеся уточнения были сделаны проф. П. Друде и проф. Д.В. Сивухиным. В теории взаимодействия рентгеновского излучения с материалом подобный подход рентгеновскими теоретиками пока игнорируется.

Однако наиболее проблемным фактором при описании взаимодействия рентгеновского излучения с веществом является прямое использование Френелевского подхода. Принципиально использование такого подхода незаконно, поскольку длина волны рентгеновского излучения меньше межатомного расстояния и введение понятия диэлектрической постоянной может быть только локальным. Понятно, что введение понятия локального показателя преломления является полным абсурдом. На это много лет назад указывал академик Л.Д. Ландау. Однако любые современные модельные построения в области взаимодействия

потоков рентгеновского излучения с веществом построены на введении усредненных величин диэлектрической постоянной и показателя преломления, причем последний характеризуется значением, меньшим единицы. Из курса оптики мы знаем, что показатель преломления характеризует не только смену направления распространения потока излучения, но и указывает на изменение физической скорости его распространения в материале в сравнении со скоростью его движения в вакууме. Если мы вводим показатель преломления в материале для потока рентгеновских лучей, меньшим единицы, мы тем самым утверждаем, что поток рентгеновского излучения в материале распространяется со скоростью, большей, чем скорость света (рентгеновского излучения) в вакууме. Подобное следствие применения Френелевского приближения к описанию взаимодействия потока рентгеновских лучей с веществом, очевидно, не выдерживает никакой критики. По-видимому, для адекватного описания подобного взаимодействия необходима некоторая специфическая адаптация потенциального подхода. При этом специфичность необходимого подхода определяется, например, тем, что в рамках принятых в настоящее время приближений не удастся построить разумную модель функционирования составного волновода-резонатора.

Представляемый вниманию читателя сборник статей, посвященный изучению явления волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновского излучения, построен по хронологическому принципу. В начале возникла идея принципиальной возможности реализации нового механизма распространения потока рентгеновских лучей. Потом появились соображения, как экспериментально проверить появившуюся гипотезу. Далее были найдены независимые подтверждения справедливости предложенной модели. В продолжении исследований начались поиски модификации параметров волноводно-резонансных формирователей потоков рентгеновского излучения и направлений применения волноводов-резонаторов на практике. Последним аккордом результатов исследований в этой области оказалось экспериментальное подтверждение факта взаимодействия потоков рентгеновского и оптического излучений через взаимное влияние интерференционных полей стоячих волн, возбуждаемых этими потоками. Есть основания полагать, что такое взаимодействие носит всеобщий характер.

Материалы, представленные в сборнике, являются текстами докладов, сделанных авторами сборника в период с 2000 по 2015 годы на ряде рабочих совещаний, конференций и симпозиумов, проведенных в России на русском языке. Авторы заранее просят читателей извинений за возможные недочеты и неточности, которые могут встретиться в текстах докладов. Нам будет приятно, если материалы, представленные в сборнике, вызовут интерес у читателей. Авторы благодарны за содействие и некоторый вклад в представленные материалы М.С. Афанасьеву и Е.М. Лукьянченко.

С уважением, В.К. Егоров и Е.В. Егоров. egorov@iptm.ru 8 (985) 114 27 24

Плоский волновод-резонатор рентгеновского излучения

Проблемы фокусировки и транспортировки рентгеновского излучения в материальных структурах по-прежнему остается актуальной для оптики рентгеновских лучей. Одним из наиболее эффективных решений этих проблем является применение синхротронной техники, хотя этот путь производства высокоинтенсивных потоков рентгеновских лучей является весьма дорогостоящим и не всегда доступным для исследователей. Поэтому поиск простых и доступных средств создания и транспортировки интенсивных рентгеновских микропучков является крайне важной задачей. И в изыскании таких средств, прежде всего, заинтересованы исследователи-материаловеды.

Наиболее распространенной техникой решения этих проблем на лабораторном уровне является применение микрополикапиллярной рентгеновской оптики, которая транспортирует, отклоняет и фокусирует пучок в результате многократного полного отражения рентгеновского излучения на внутренней поверхности полого кварцевого микрокапилляра [1]. Обычные коммерческие рентгеновские микрокапиллярные жгуты состоят из нескольких тысяч индивидуальных каналов с внутренним диаметром $5\div 50$ мкм. Реальная эффективность рентгеновской микрополикапиллярной оптики, например, для излучения AlK_{α} составляет $10\div 35\%$ [2]. Кроме поликапиллярной техники, некоторые успехи в области фокусировки рентгеновского излучения достигнуты с помощью зонных пластинок [3], а также специальных фокусирующих линз, применение которых, к сожалению, ограничено высокой степенью поглощения излучения [4].

Кроме указанных методов транспортировки и повышения радиационной плотности рентгеновских пучков, был развит способ их сжатия и доставки на основе применения плоского рентгеновского волновода [5]. Это устройство, как правило, изготавливалось в форме трехслойной пленочной структуры на несущей подложке, в которой внешние пленки являлись отражателями и изготавливались из материалов с высокой плотностью, а внутренняя пленка использовалась в качестве оптически активного слоя и выполнялась из легких материалов (Be, C, BN). Исследования подобных структур показали, что они действительно могут служить для создания микропучков повышенной плотности [6-11],

однако их транспортные свойства оказались не высокими вследствие заметного поглощения излучения в материале оптически активного слоя.

Ослабление пучка может быть заметно снижено, если оптически активная зона будет вакуумной или заполнена воздухом, как в рентгеновских микрополикапиллярах. Первый плоский рентгеновский волновод с воздухом в качестве рентгеновской транспортной среды был построен группой Мингазина [12-14] в форме бесщелевого рентгеновского коллиматора. Такой бесщелевой коллиматор состоял из двух плоских кварцевых полированных рефлекторов, плотно прижатых друг к другу. Мингазин показал, что такие коллиматоры могут служить прекрасными проводниками рентгеновского излучения и использоваться для создания рентгеновских пучков в форме тонкого штриха.

Дальнейшее развитие этого направления исследований оказалось связанным с работами лаборатории ЯФМИ ИПТМ РАН [15-22], и исследовательской группой из Института Ван дер Ваальса-Зеемана [23-26]. Эти исследования показали, что рентгеновские волноводы, использующие в качестве волноводной среды воздух, являются наиболее эффективными. В данной работе обсуждаются физические предпосылки функционирования плоского волновода жесткого электромагнитного излучения с воздухом в качестве волноводной среды, в котором реализуется резонансный механизм распространения рентгеновского пучка. Данное устройство получило название плоский рентгеновский волновод-резонатор (ПРВР).

Образование интерференционного поля стоячих волн при полном отражении плоской электромагнитной волны от диэлектрической плоской поверхности.

Пусть плоская бегущая монохроматическая электромагнитная волна, поляризованная перпендикулярно плоскости падения (рис. 1а) и характеризуемая длиной волны λ_0 (или волновым вектором $k_0=1/\lambda_0$), падает на границу раздела двух материальных сред под углом θ . Если эти материалы характеризуются различными показателями преломления, то часть падающего потока будет отражаться, а оставшаяся часть пройдет через границу раздела или испытает преломление. Поскольку интенсивность отраженной части не равна нулю, а падающий и отраженный пучки когерентны, в материале над границей раздела

возникнет зона интерференционного поля, размеры которой в первом приближении определяются шириной падающего пучка и углом его падения на интерфейс. Интенсивность возникающей интерференционной картины непосредственно зависит от коэффициента отражения на границе раздела и достигает своего максимального значения в условиях полного отражения падающего пучка. Падающая и отраженная бегущие электромагнитные волны в соответствии с рисунком 1а могут быть описаны выражениями [27]:

$$\left. \begin{aligned} \vec{A}_0(\vec{r}; t) &= \vec{E}_0 e^{i[\omega t - 2\pi(\vec{k}_x x - \vec{k}_z z)]} \\ \vec{A}_R(\vec{r}; t) &= \vec{E}_R e^{i[\omega t - 2\pi(\vec{k}_x x + \vec{k}_z z)]} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Для определенности будем считать, что координата $z=0$ соответствует положению отражающего интерфейса. Поскольку падающий и отраженный пучки когерентны, огибающие пучностей и впадин для интерференционной суммы двух бегущих плоских волн образуют плоские поверхности, параллельные интерфейсной плоскости. При стационарных условиях отражения эта система воображаемых плоскостей оказывается неизменной во времени, образуя интерференционное поле стоячей волны. Период стоячей волны может быть определен из геометрических рассмотрений [28]:

$$D = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2)$$

В случае бесконечно тонкого интерфейса амплитудные соотношения между падающей, отраженной и преломленной волнами могут быть представлены уравнениями Френеля [27]:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_R^\perp &= \frac{\sin \theta - n \sin \varphi}{\sin \theta + n \sin \varphi} \vec{E}_0^\perp \\ \vec{E}_T^\perp &= \frac{2 \sin \theta}{\sin \theta + n \sin \varphi} \vec{E}_0^\perp \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где φ является углом преломления, а n - относительным показателем преломления. Выражения (2) и (3) описывают явление отражения на плоском интерфейсе между двумя различными материалами для любой электромагнитной волны. В первом приближении, предполагая зеркальность отражения, эти выражения могут быть использованы и для описания полного внешнего отражения пучка рентгеновского излучения на интерфейсе вакуум - плоская диэлектрическая поверхность [29,30]. В этом

случае фазовый сдвиг для электрического вектора между отраженной и падающей волной ψ будет определяться выражением [27]:

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{\sqrt{\cos^2 \theta - n^2}}{\sin \theta} \quad (4)$$

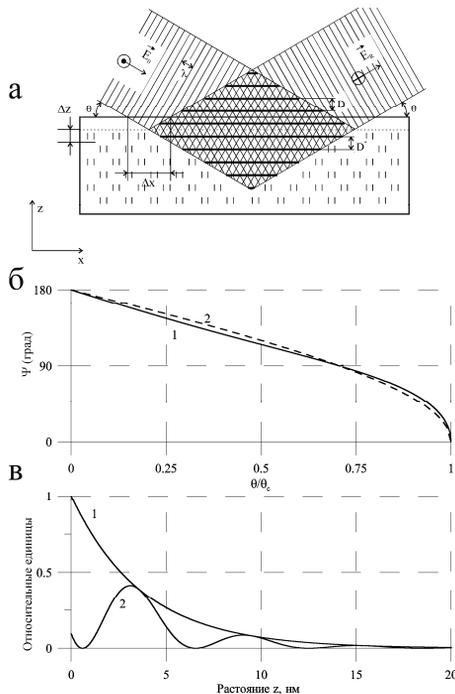


Рис. 1. Особенности формирования интерференционного поля при полном внешнем отражении плоской монохроматической волны. (а) Классическая схема интерференции при использовании ограниченного пучка, Δz - глубина проникновения излучения, Δx - продольный сдвиг фронта волны при полном отражении. (б) Зависимость угла фазового сдвига при полном внешнем отражении ψ от угла падения пучка θ излучения CuK_α на поверхности SiO_2 , построенная с учетом (2) и без учета (1) коэффициента ослабления β . (в) Зависимость интенсивности электромагнитного поля в поверхностных слоях рефлектора, построенная с учетом (2) и без учета (1) наличия интерференционного поля рентгеновской стоячей волны.

Необходимо сделать специальное замечание, что полное внешнее отражение рентгеновского пучка на плоском диэлектрическом рефлекторе является существенно не зеркальным. В действительности при рассмотрении явления полного внешнего отражения необходимо принимать во внимание целый ряд специфических эффектов, среди

которых наиболее заметным является эффект проникновения рентгеновского излучения в объем рефлектора. Этот эффект характеризуется параметром глубины проникновения Δz , который соответствует дистанции ослабления интенсивности пучка в е-раз:

$$(\Delta z)^2 = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{1}{\sqrt{(\theta_c^2 - \theta^2)^2 + 4\beta^2 + (\theta_c^2 - \theta^2)}} \quad (5)$$

где θ_c представляет собой предельный угол полного внешнего отражения, а β является мнимой частью декремента коэффициента преломления. В области длин волн рентгеновского излучения коэффициент преломления практически всех материалов несколько меньше единицы и обычно представляется в виде [31]:

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (6)$$

где δ представляет собой реальную часть отклонения показателя преломления материала от единицы и отражает степень поляризации вещества рентгеновским излучением; мнимая часть такого отклонения β характеризует меру ослабления рентгеновского пучка в материале. Величины параметров δ и β для некоторых материалов и длин волн рентгеновского излучения табулированы в [32] и обычно не превышает $1 \cdot 10^{-5}$. Действительная часть отклонения показателя преломления материала δ может быть выражена через длину волны падающего излучения λ_0 и параметры материала рефлектора [31]:

$$\delta = \frac{\theta_c^2}{2} = \frac{e^2 N Z' \rho \lambda_0^2}{2\pi m c^2 A} \quad (7)$$

где e и m - заряд и масса электрона, c - скорость света, N - число Авогадро, Z' и A - эффективный заряд и атомная масса материала рефлектора, а ρ - его плотность. Фактор ослабления рентгеновского пучка β непосредственно связан с линейным коэффициентом поглощения материала μ [31]:

$$\beta = \frac{\lambda}{4\pi} \mu \quad (8)$$

Явление полного отражения электромагнитной волны на плоском интерфейсе сопровождается смещением волнового фронта, как вдоль направления движения волны, так и в перпендикулярном направлении [29,33]. Для ограниченных пучков оптического диапазона продольное

смещение Δx (рис. 1а) впервые экспериментально наблюдалось в работах Гуса-Хансен и может быть представлено следующим выражением [34,35]:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{\sqrt{(\theta_c^2 - \theta^2) + 2i\beta}} \quad (9)$$

Такое смещение характерно и для рентгеновского излучения, хотя для точного описания представленная формула должна быть модифицирована с учетом наличия размытия интерфейса, поскольку ширина такого размытия существенно превышает длины волн рентгеновского диапазона. Выражение (9) в рентгеновском диапазоне длин волн может использоваться лишь для оценочных расчетов. Минимальное и максимальное значение продольного смещения достигается при $\theta=0$ и $\theta=\theta_c$, соответственно:

$$\left. \begin{aligned} \Delta x_{\min} &\approx \frac{\lambda}{\pi\theta_c} \\ |\Delta x|_{\max} &\approx \frac{\lambda}{\pi\sqrt{2\beta}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Для непоглощающей среды Δx_{\max} неограниченно возрастает, приводя к появлению так называемой боковой волны [33,36]. Для поглощающих сред Δx , вообще говоря, является нестационарным параметром. В отличие от оптического диапазона длин волн, где продольное смещение Гуса-Хансен заметно отличается от длины волны отражаемого излучения лишь вблизи критического угла ПВО, для рентгеновского диапазона эта величина существенно превышает длину волны излучения во всем угловом интервале полного отражения. Хотя сами величины смещений Δx попадают в наноразмерный диапазон, эти смещения должны быть учтены, например, при расчете числа отражений в модели многократного полного внешнего отражения рентгеновского пучка.

В предположении справедливости модели зеркального отражения рентгеновского излучения на плоском гладком интерфейсе для описания явления ПВО, соотношения амплитуд в падающем, отраженном и преломленном пучках представляются в виде¹ [27,31]:

¹Прецизионное описание явления ПВО рентгеновского излучения требует существенного уточнения этих выражений.

$$\left. \begin{aligned} \bar{E}_R^\perp &= \frac{\theta - \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}}{\theta + \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}} \bar{E}_0^\perp \\ \bar{E}_T^\perp &= \frac{2\theta}{\theta + \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}} \bar{E}_0^\perp \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В этом случае коэффициент отражения и формальный коэффициент прохождения могут быть представлены выражениями [31,33]:

$$\left. \begin{aligned} R_\perp &= \left| \frac{\bar{E}_R^\perp}{\bar{E}_0^\perp} \right| = \frac{(\theta - a)^2 + b^2}{(\theta + a)^2 + b^2} \\ T_\perp &= \int_0^\infty \left| \frac{\bar{E}_T^\perp(z)}{\bar{E}_0^\perp} \right| dz \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

а фазовый сдвиг электрического вектора в отраженной волне по отношению к его положению в падающей волне ψ выражается следующей зависимостью:

$$\left. \begin{aligned} \text{tg}\psi &= \frac{2\theta b}{\theta^2 - a^2 - b^2} \quad \text{при } \theta \leq \theta_c \\ \text{tg}\psi &= 0 \quad \text{при } \theta > \theta_c \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где значения величины a и b определяются формулами [31]:

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} + (\theta^2 - 2\delta) \right] \\ b^2 &= \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} - (\theta^2 - 2\delta) \right] \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Реальная зависимость $\psi=f(\theta)$ показана на рисунке 1б для случаев $\beta=0$ и $\beta \neq 0$.

Важно отметить, что для полного отражения формальное значение коэффициента преломления определяется интегральным выражением, причем независимо от наличия или отсутствия поглощения в материале рефлектора. Интегральная форма этого выражения связана с тем, что экспоненциально убывающее с глубиной поле распространяется на весь объем рефлектора. Общее выражение для вектора поля в материале рефлектора при ПВО имеет следующую форму [37]:

$$\bar{E}_T^\perp(z, x, t) = \left[\frac{2\theta}{\theta + a + ib} e^{\frac{2\pi z i}{\lambda}(a+ib)} \right] e^{i(\omega t - 2\pi k_x x)} \bar{E}_0^\perp \quad (15)$$

Член за пределами квадратных скобок описывает волновое движение вдоль оси x , т.е. параллельно отражающему интерфейсу. Член в квадратных скобках соответствует изменению величины поля вдоль оси z , т.е. перпендикулярно отражающему интерфейсу. Выражение (15)

характеризуется комплексной формой. При отсутствии поглощения в материале рефлектора ($\beta=0$ и $b=0$), рефлектор в течение короткого временного интервала после включения стационарного рентгеновского источника аккумулирует некоторую часть энергии падающего излучения, удерживает ее распределенной в соответствии с выражением (15) по объему в течение всего времени облучения и вновь полностью возвращает ее в пучок после выключения источника рентгеновских лучей. Если материал рефлектора характеризуется наличием поглощения ($\beta \neq 0$), то при взаимодействии рентгеновского пучка с материалом появятся невосполнимые потери. Величина этих невосполнимых потерь будет определяться модулем члена в квадратных скобках выражения (15):

$$\left| \frac{\bar{E}_T^2}{\bar{E}_0^2} \right| = \frac{4\theta^2}{(\theta + a)^2 + b^2} e^{-\frac{4\pi z b}{\lambda}} \quad (16)$$

График этой функции представлен на рисунке 1в. Полная величина потерь излучения при ПВО в материале рефлектора T в этом случае будет описываться следующим интегральным выражением:

$$T = \frac{4\theta^2}{(\theta + a)^2 + b^2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{4\pi z b}{\lambda}} dz \quad (17)$$

Как было указано выше, наличие отраженной волны приводит к появлению интерференционного поля в вакууме над отражающим интерфейсом. Однако аналогичное интерференционное поле появиться и в объеме рефлектора ниже интерфейса, поскольку в вынужденное когерентное взаимодействие окажутся вовлечены атомы всего объема рефлектора. Период стоячих волн, возбужденных в объеме рефлектора D^* будет несколько отличаться от их периода в вакууме, определяемого выражением (2), ввиду того, что показатель преломления материала меньше единицы. Появление стоячих волн в объеме рефлектора приведет к снижению величины невозвратных потерь по сравнению со значением, определяемых выражением (17), вследствие возникновения периодической модуляции функции, стоящей в этом выражении под интегралом. Модифицированное выражение для расчета невосполнимых потерь в условиях учета интерференционной составляющей будет иметь вид²:

²Выражение (18) справедливо для пучков электромагнитного излучения неограниченной ширины. В этом случае зона интерференционного поля в объеме рефлектора распространяется вдоль оси z неограниченно. Диафрагмированные пучки

$$\begin{aligned}
T^* &= \frac{4\theta^2}{(\theta+a)^2 + b^2} \int_0^\infty \left[e^{-\frac{4\pi z b}{\lambda}} \cdot \cos^2 \left(\psi - \frac{2\pi z}{D^*} \right) \right] dz \approx \\
&\approx \frac{4\theta^2}{(\theta+a)^2 + b^2} \int_0^\infty \left[e^{-\frac{4\pi z b}{\lambda}} \cdot \cos^2 \left(\psi - \frac{2\pi \theta z}{\lambda} \right) \right] dz
\end{aligned} \tag{18}$$

где ψ является углом фазового сдвига, определяемого выражением (13). График подынтегральной функции этого выражения представлен на рисунке 1в. Величина T^* меньше значения T . Таким образом можно утверждать, что учет интерференционного поля, появляющегося в объеме рефлектора при полном внешнем отражении рентгеновского излучения на плоском интерфейсе, приводит к возрастанию расчетной величины коэффициента отражения в случае поглощающего рефлектора. Ожидаемое значение коэффициента отражения будет определяться выражением:

$$R^* = R + (T - T^*) \tag{19}$$

Возникающая согласно этому выражению коррекция не велика, однако, она становится заметной в случае последовательного многократного отражения рентгеновского пучка. На рисунке 2 показаны расчетные зависимости интенсивности рентгеновского пучка от угла падения для однократного и многократного отражений от плоской диэлектрической поверхности с учетом и без учета возникновения интерференционного поля в объеме рефлектора. Графики рассчитаны для ПВО рентгеновского пучка CuK_α на поверхности кварца. Они показывают, что учет интерференционного поля эквивалентен уменьшению числа последовательных отражений более чем на порядок.

Распределение интенсивности рентгеновского пучка над интерфейсом определяется квадратом модуля векторной суммы падающего и отраженного излучений $|\vec{A}_0 + \vec{A}_R|^2$, которое в общем виде представляется формулой [28]:

$$I(\theta; z) = |\vec{E}_0|^2 \left[1 + R^* + 2\sqrt{R^*} \cos \left(\psi + \frac{2\pi z}{D} \right) \right] \tag{20}$$

где период D определяется выражением (3), а ψ - выражением (13).

Интерференционное поле в вакууме над интерфейсом возникает при любой величине угла падения рентгеновского излучения на интерфейс, однако при $\theta > \theta_c$ его интенсивность быстро уменьшается с ростом угла

будут характеризоваться фиксированной величиной зоны интерференционного поля, что приведет к ограничению по верхнему пределу интегрирования.

падения пучка [32]. Период стоячей волны в области полного внешнего отражения достигает своего минимума при $\theta = \theta_c$. По мере уменьшения угла падения период стоячей волны растет и становится бесконечным при скользющем падении рентгеновского пучка ($\theta = 0$). Однако в практическом плане бесконечное возрастание периода стоячей волны невозможно, поскольку размеры интерференционной области в вакууме будут определяться длиной когерентности падающего излучения. Наиболее распространенным критерием возможности возникновения интерференции считается выполнение условия [27,31]:

$$\delta\lambda \leq \frac{\lambda}{4} \quad (21)$$

где $\delta\lambda$ соответствует ширине линии на полувысоте пика.

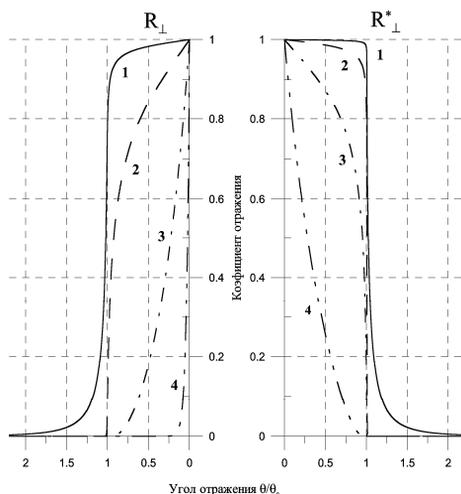


Рис. 2. Кривые зависимостей коэффициента отражения рентгеновского пучка $\text{CuK}\alpha$ для случая последовательного многократного отражения на поверхности SiO_2 , построенные с учетом (R_{\perp}^*) и без учета (R_{\perp}) интерференционного поля в объеме рефрактора. Индексы 1, 2, 3, 4 на обоих графиках соответствуют количеству последовательных отражений $10^0, 10^1, 10^2, 10^3$, соответственно.

Образование стоячей волны в воздушной щели плоского рентгеновского волновода

Последовательное отражение плоской электромагнитной волны в щели, образованной двумя плоскими параллельными диэлектрическими пластинами, приводит к формированию множества последовательно

расположенных интерференционных зон, размеры которых с одной стороны ограничиваются шириной пучка рентгеновского излучения, проникающего в щель, а с другой - критерием когерентности, определяемым соотношением (21). В общем случае эти локальные интерференционные зоны не перекрываются между собой (рис. 3а). Однако, варьируя ширину щели или угол входа рентгеновского пучка можно создать геометрические условия для перекрытия областей

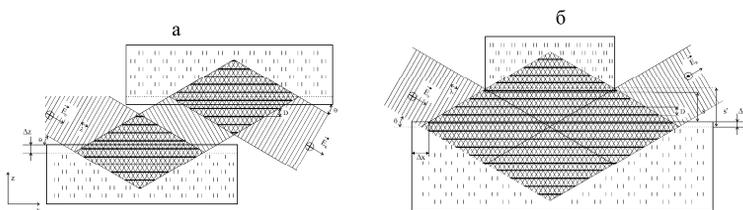


Рис. 3.(а) Схема образования стоячего волнового поля при последовательном многократном отражении плоской монохроматической волны. (б) Принципиальная схема, объясняющая образование однородной зоны стоячих волн, при распространении плоской рентгеновской волны в протяженной щели волновода-резонатора. Δz - глубина проникновения излучения, Δx - продольный сдвиг фронта волны при полном внешнем отражении.

локальной интерференции и образования зоны однородного интерференционного поля стоячей волны во всем щелевом пространстве, образованном плоскими рефлекторами (рис. 3б)³. Возникновение такого однородного интерференционного поля соответствует условию резонансного прохождения излучения через щель волновода. Если ширина щели равна нулю, то возникновение однородного интерференционного поля становится невозможно ввиду отсутствия излучения. Слишком широкие щели приводят к потере когерентности падающего и отраженного пучков. Следовательно, в рамках модели зеркального отражения можно ожидать, что формирование однородного интерференционного поля

³Важно отметить, что зона однородного интерференционного поля появляется в контексте модели зеркального отражения при выбранной ширине щели лишь для некоторых специфических углов отражения. Обоснование появления единого интерференционного поля стоячей волны во всем щелевом пространстве волновода при любом угле отражения $\theta \leq \theta_c$ возможно лишь в рамках уточненной модели, учитывающей такие эффекты, как размытие поверхностного интерфейса рефлекторов, сдвиг Гуса-Хансен и т.д.

стоячей волны во всем пространстве щели волновода возможно лишь в определенном интервале размеров ширины этой щели. Минимальная величина этого размера может быть оценена на основании выражения (2), рассматривая отражение пучка под критическим углом ПВО, в условиях, когда размер щели волновода соответствует одному периоду стоячей волны:

$$s_{\min} = D_{\min} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_c} \approx \frac{\lambda}{2\theta_c} = \sqrt{\frac{\pi m c^2 A}{2 e^2 N Z' \rho}} \quad (22)$$

Минимальный размер щели, при котором может формироваться интерференционное поле стоячей рентгеновской волны во всем щелевом пространстве волновода, оказывается независимым от длины волны падающего излучения. Единственным фактором, реально влияющим на величину минимальной ширины щели, способствующей резонансному прохождению рентгеновского пучка, является плотность материала рефлектора. Для кварцевых рефлекторов ($\bar{Z}' = 10$; $\bar{A} = 20$; $\rho = 2.3 \text{ г/см}^3$) это значение равно 21 нм. На практике минимальный резонансный зазор волноводов оказывается несколько меньше, вследствие проникновения рентгеновского излучения в поверхностные слои рефлекторов. Реальная оценка снижения нижнего критического значения ширины щели затруднено, поскольку проникновение излучения приводит к изменению фазы волны. В качестве простейшего критерия оценки этой величины можно рассматривать значение средней глубины проникновения, соответствующей глубине проникновения пучка при угле падения $\theta_{c/2}$ [18]. Для излучения MoK_α эта величина равна 3.6 нм. Таким образом, можно ожидать, что реальное значение нижнего критического размера щели кварцевого волновода-резонатора для молибденового излучения окажется около 14 нм. При использовании в качестве материала для волноводных резонаторов окиси гафния ($\rho = 9.62 \text{ г/см}^3$), ожидаемый нижний критический размер щели составит 4 нм.

Верхний предел размера щели резонансного функционирования рентгеновского волновода может быть оценен на основании соотношения (21):

$$s_{\max} = D_{\max} = \frac{\lambda^2}{4\Delta\lambda} \quad (23)$$

Для молибденового излучения, характеризующегося длиной волны $\lambda = 0.707 \cdot 10^{-1} \text{ нм}$ и $\Delta\lambda = 0.29 \cdot 10^{-4} \text{ нм}$ [38], максимальный размер щели,

соответствующий резонансному прохождению излучения равен 43 нм^4 . В практическом отношении верхний критический предел ширины щели оказывается размытым с одной стороны в виду того, что критерий соотношения (23) носит качественный характер, а с другой стороны - на эту величину, хотя и незначительно, влияет факт проникновения излучения в поверхностные слои материала рефлекторов. Поэтому величины, определяемые на основании выражения (23), необходимо рассматривать как оценочные. При этом в любом случае при изменении ширины щели в районе верхней критической границы резкого изменения картины интерференционного поля ожидать не приходится. Величина верхней критической границы для резонансного прохождения в щели излучения CuK_α ($\lambda=0.157 \text{ нм}$) составляет 91 нм .

Несмотря на размытость перехода от резонансного к нерезонансному распространению рентгеновского пучка в плоском волноводе при варьировании ширины щели, факт существенного несовпадения верхних критических границ для излучений разных длин волн дает все основания предполагать, что при транспортировке волноводом полихроматического излучения их спектры в падающем и выходящем пучках не будут совпадать между собой. Более того, можно ожидать, что волновод будет служить краевым фильтром, в котором для выбранной ширины щели s излучение с длинами волн, превышающими λ критическое, будут распространяться в щели волновода почти без поглощения, в то время как высокоэнергетическая часть спектра с $\lambda < \lambda_c$ будет претерпевать значительное поглощение. Сильное поглощение будет наблюдаться также в тех областях спектра распространяющегося вдоль волновода белого излучения, которые примыкают к краям поглощения элементов, составляющих материал его рефлекторов, в случае SiO_2 - атомов кремния. Таким образом, волновод рентгеновского излучения с кварцевыми рефлекторами и размером щели $s \cong 90 \text{ нм}$ будет являться неким подобием полосового фильтра с мягкими границами пропускания излучения в

⁴Важным практическим параметром, влияющим на критическую величину верхнего размера щели, является степень параллельности поверхностей рефлекторов волновода, причем как в макро, так и в локальном масштабе. Контроль макропараллельности не вызывает затруднений, в то же время локальная непараллельность может быть вызвана как волнистостью поверхности, так и неоднородностью локальных поверхностных напряжений.

области $0.15 \leq \lambda \leq 0.65$ нм. Использование в качестве рефлекторов излучения специально рассчитанных многослойных структур (по типу просветленной оптики), может существенно сузить диапазон проходящего без ослабления излучения и повысить добротность такого полосового фильтра. Конечно, такой фильтр вряд ли сможет конкурировать по степени монохроматизации и углу расходимости излучения с обычными кристаллическими монохроматорами. Однако по параметру плотности излучения и начальной ширине пучка он будет на несколько порядков превосходить эти монохроматоры.

Наличие локальных интерференционных зон необходимо учитывать и при рассмотрении явления многократного полного отражения, например, в тонкостенных рентгенооптических капиллярах. Размер микропучка в таком капилляре не превосходит размера его входной апертуры, в то время как ширина областей интерференции, оцениваемая на основании соотношения (23), оказывается много меньше. При идеальной внутренней поверхности капилляра эти области не перекрываются и, следовательно, разницы между величинами R и R^* не возникает. Однако наличие неоднородностей и сам факт отличия внутренней поверхности от плоскости могут создать условия для локального перекрытия некоторых интерференционных зон. В этом случае можно ожидать появления различия между величинами R и R^* , которое, в свою очередь, приведет к увеличению интенсивности рентгеновского излучения на выходе капилляра по сравнению с расчетной, не учитывающей явления интерференции. Практика изучения рентгеновских капилляров показала, что этот факт действительно имеет место и реальная интенсивность на $20 \div 30\%$ превышает расчетную на основании значения R [2]. В тоже время само проявление интерференционного эффекта в рентгеновской капиллярной оптике еще раз подчеркивает более высокую эффективность практического использования плоских рентгеновских волноводов-резонаторов в сравнении с рентгеновскими поликапиллярными системами.

Ослабление пучка рентгеновского излучения при его распространении в плоской щели волновода-резонатора

Возбуждение стоячей рентгеновской волны в щелевом пространстве волновода-резонатора стационарным рентгеновским пучком приводит к образованию стационарного распределения интерференционного поля в

этом пространстве как вдоль оси x (вдоль щели), так и вдоль оси z (в сечении щели). Распределение этого поля в сечении щели для $x=0$ показано на рисунке 4. Распределение построено для плоской волны рентгеновского излучения CuK_{α} , попадающего в щель кварцевого плоского волновода-резонатора под углом $\theta=0.92\theta_c$ к поверхности одного из рефлекторов. Расчет распределения выполнен в рамках модели псевдозеркального отражения. Условия отражения соответствуют изменению фазы волны при отражении, рассчитанной на основании выражения (13), $\psi \approx 45^\circ$. Период стоячей волны интерференционного поля $D \approx 1.1 \cdot D_{\min}$. В выбранной геометрии падающая волна рентгеновского излучения характеризуется глубиной проникновения $\Delta z = 8.6$ нм ($\Delta z \approx 0.4 \cdot D_{\min}$).

Распределение интенсивности поля стоячей волны внутри щели описывается выражением (20). В объемах рефлекторов это распределение также будет описываться периодической функцией с модифицированным периодом стоячей волны D^* , амплитуда которой будет экспоненциально убывать по мере увеличения расстояния от поверхностей рефлекторов с декрементом затухания Δz . Поскольку $D^* \approx D$, интенсивность стоячей волны внутри кварцевых пластин можно представить выражением:

$$J(\theta; z) = I(\theta; z) e^{-\frac{|z|}{\Delta z}} \quad (24)$$

где $I(\theta; z)$ соответствует выражению (20), а глубина проникновения определяется на основании выражения (5). Полная интегральная интенсивность рентгеновского стационарного пучка в области входного отверстия щели волновода-резонатора ($x=0$) представляет собой сумму интегралов от функции распределения интенсивности стоячей волны внутри щели $L(\theta; x=0)$ и функции распределения этой интенсивности в объеме рефлекторов $M(\theta; x=0)$:

$$\left. \begin{aligned} L(\theta; x=0) &= \int_{-\frac{s}{2}}^{+\frac{s}{2}} I(\theta; z) dz \\ M(\theta; x=0) &= 2 \int_{\frac{s}{2}}^{\infty} I(\theta; z) e^{-\frac{z}{\Delta z}} dz \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где s - ширина щели, и может быть представлена в виде:

$$W(\theta; x=0) = L(\theta; x=0) + M(\theta; x=0) \quad (26)$$

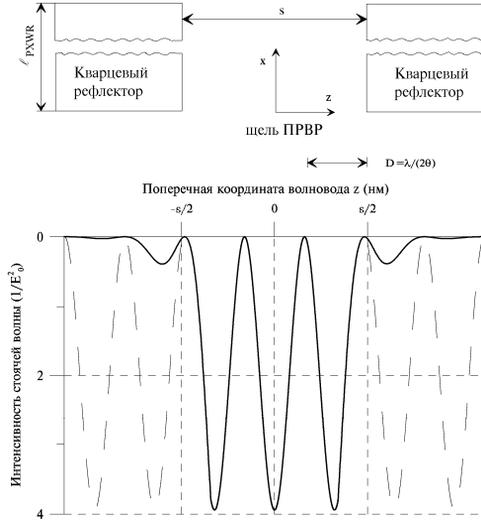


Рис. 4. Функция распределения интенсивности для рентгеновской стоячей волны в щели и в поверхностных слоях кварцевых рефлекторов волновода-резонатора для пучка CuK_α , попадающего в щель под углом θ к поверхности одного из резонаторов. Функция без учета поглощения в рефлекторах показана пунктиром. $\theta=0.92\theta_c$, $s=97$ нм.

По мере движения рентгеновского пучка вдоль щели, его полная интегральная интенсивность $W(\theta; x)$, как и величины ее компонент $L(\theta; x)$, $M(\theta; x)$, будет уменьшаться. Однако, значение отношения компонент между собой, как и отношение каждой компоненты к полной интегральной интенсивности в любой точке щели (или при любом значении x) будут оставаться постоянными, поскольку интерференционное поле стоячей рентгеновской волны создает одинаковые граничные условия между щелевым пространством волновода-резонатора и поверхностями рефлекторов по всей длине щели. Следовательно, можно записать, что:

$$\alpha = \frac{L(\theta; x=0)}{M(\theta; x=0)} = \frac{L(\theta; x)}{M(\theta; x)} = \text{const} \quad (27)$$

Если полная интегральная интенсивность рентгеновского пучка вблизи входного среза щели ($x=0$) определяется выражением (26), то на расстоянии δx от ее входного среза эта интенсивность может быть представлена аналогичным выражением:

$$W(\theta; x = \delta x) = L(\theta; x = \delta x) + M(\theta; x = \delta x)$$

Поскольку декремент ослабления рентгеновского излучения в щели предполагается равным нулю, в пространстве щели рентгеновский пучок

не претерпевает ослабления. Поглощение и рассеяние рентгеновского излучения может происходить лишь в объеме материала рефлекторов. Поэтому изменение величины $L(\theta; x)$ связано с перераспределением интенсивности через интерференционное поле стоячей волны, а общее ослабление на пути δx может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} \Delta W(\theta; x = \delta x) &= W(\theta; x = 0) - W(\theta; x = \delta x) = \\ &= M(\theta; x = 0) - M(\theta; x = \delta x) = M(\theta; x = 0)(1 - e^{-\mu\delta x}) \end{aligned} \quad (28)$$

Разделив левую и правую части выражения (28) на $W(\theta; x=0)$ и устремив $\delta x \rightarrow 0$, можно получить простое дифференциальное уравнение, описывающее изменение полной интегральной интенсивности рентгеновского пучка в щели плоского волновода-резонатора:

$$\frac{dW}{W} = -\frac{M(\theta; x = 0)}{W(\theta; x = 0)} \mu dx = -\alpha \mu dx \quad (29)$$

Интегрирование этого уравнения с учетом начального условия: $W_0 = W(\theta; x=0)$ позволяет получить основное уравнение для плоского рентгеновского волновода-резонатора:

$$W(\theta; x) = W_0 e^{-\alpha \mu x} \quad (30)$$

Величина α является неявной интегральной функцией длины волны падающего излучения, свойств материала рефлекторов, угла падения первичного пучка и ширины щели волновода-резонатора. Наиболее резко этот параметр меняется при варьировании угла падения первичного пучка θ . Расчеты показывают, что для кварцевого волновода-резонатора, транспортирующего излучение CuK_α в щели шириной $s \approx D_{\min}$, это значение оказывается равным $\alpha(\theta_c) = 0.8$ и $\alpha(\theta_{c/2}) = 0.05$. Используя основное уравнение плоского рентгеновского волновода-резонатора, можно провести оценочные сравнения интенсивности рентгеновского пучка на выходе плоской протяженной щели, образованной диэлектрическими рефлекторами, в рамках волноводно-резонансной модели и модели многократного последовательного полного отражения рентгеновского пучка.

Если угол падения $\theta = 0.92\theta_c$, а ширина щели $s \approx 4D$ (рис. 4), можно рассчитать ослабление полной интегральной интенсивности в плоском волноводе-резонаторе с кварцевыми рефлекторами для пучка рентгеновского излучения CuK_α . В соответствии с выражением (30), интенсивность такого рентгеновского пучка после прохождения щели

длиной $\ell=10$ мм составит $W(\theta_c; \ell)=0.3W_0$, $W(\theta_{c/2}; \ell)=0.6W_0$. Модель многократного последовательного полного отражения для таких расчетов требует знания общего количества отражений N в щели [1]. Это количество может быть оценено на основе выражения:

$$N = \frac{\ell}{\Delta x + s \cdot \text{ctg}\theta} \quad (31)$$

где ℓ - длина щели, Δx - сдвиг Гуса-Ханген, s - ширина щели, а θ - угол падения пучка. Для тех же условий, для которых использовалась волноводно-резонансная модель, получаем: $N(\theta_c)=200$, $N(\theta_{c/2})=100$. Используя эти величины, можно рассчитать значения полной интенсивности пучка рентгеновского излучения на выходе щели $\ell=10$ мм, характерные для модели многократного последовательного полного отражения $W(\theta_c)=0.008W_0$, $W(\theta_{c/2})=0.1W_0$. Эти значения оказываются заметно ниже величин, ожидаемых на основании расчетов внутри волноводно-резонансной модели. Характерно, что различие между ожидаемыми значениями полной интенсивности рентгеновского пучка, рассчитываемыми на основании этих, сравниваемых между собой моделей будет возрастать по мере уменьшения ширины волноводной щели. Поэтому можно утверждать, что экспериментальный факт наличия высокой интенсивности рентгеновского пучка на выходе так называемых "бесщелевых рентгеновских коллиматоров", сравнимой с интенсивностью первичного пучка [12-19], является существенным аргументом в пользу волноводно-резонансной модели транспортировки рентгеновского излучения плоской протяженной щелью.

Заключение

Предложенная в работе модель волноводно-резонансной транспортировки рентгеновского излучения плоской протяженной щелью, образованной диэлектрическими рефлекторами, является прямым следствием приложения теории интерференции волн к областям, размер которых существенно превосходит длину волны исходного излучения, но при этом еще не нарушаются условия когерентности. Ярким примером практического воплощения идеи волноводно-резонаторного механизма является бесщелевой коллиматор рентгеновского излучения. Сделанные оценки верхней и нижней границ ширины щели, способствующей возбуждению рентгеновской стоячей волны во всем пространстве плоского

щелевого промежутка, указывают путь создания наиболее эффективных волноводов-резонаторов и, в частности, полосовых рентгеновских фильтров, которые явятся неким подобием рентгеновских монохроматоров с коэффициентом передачи, близким к единице. Кроме того, есть основания ожидать, что такие полосовые фильтры смогут иметь регулируемую полосу пропускания рентгеновского излучения, например, за счет использования рентгено-акустической модуляции [40].

Развитая в работе модель формирования интерференционного поля стоячей рентгеновской волны является простейшей. В первую очередь в ней не учтена конечность размеров рентгеновского пучка, формирующего картину интерференционного поля в щели волновода. Такое уточнение может быть сделано, например, на основании концепции краевых полей, развитой в работе [30] и последующих работах Н.К.В. Lotsch. В модели не учтены дополнительные фазовые сдвиги отраженного пучка за счет продольного и поперечного смещения отраженного пучка [33]. Кроме того, в рассмотрении использованы уравнения Френеля в своей простейшей форме. Для точного решения задачи волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения в плоской щели уравнения необходимо применять в форме, учитывающей наличие в области идеального интерфейса вакуум - материальная среда пограничного слоя с изменяющимся показателем преломления, толщина которого существенно превышает длину волны излучения [41]. Чтобы учесть наличие такого переходного слоя, для коэффициентов отражения, например, могут быть использованы выражения, предложенные в работах Сивухина [42]:

$$\left. \begin{aligned} R_{\perp} &= \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left(1 + \frac{i4\pi d}{\lambda} \gamma_y \cos\varphi \right)^2 \\ R_{\parallel} &= \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)} \left(1 + \frac{i4\pi d}{\lambda} \frac{\gamma_x \cos^2\psi - \gamma_z \cos^2\varphi}{\cos^2\psi - \cos^2\varphi} \cos\varphi \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

где φ и ψ являются углами падения и преломления, соответственно, d представляет собой параметр решетки материала рефлектора, а константы γ_x , γ_y и γ_z являются специфическими параметрами материала рефлектора, которые связаны с его коэффициентом преломления и собственно определяют свойства и размеры переходного слоя вакуум-рефлектор [43]. Однако, даже упрощенная модель позволила выявить некоторые особенности волноводно-резонансного механизма распространения

рентгеновского излучения. В тоже время вопрос о модовой структуре такого распространения рентгеновских пучков пока остается открытым.

- [1] Kumakhov M., Komarov F., *Physics Report, Review section of Physics Letters*, **1990**, 191, #5, 289-352.
- [2] Никитина С.В., Петухов В.П., Прикладышев А.А., Материалы совещания "Рентгеновская оптика 2001", ИФМ РАН, Н. Новгород, **2001**, 257-262.
- [3] Мишетт А., *Оптика мягкого рентгеновского излучения*, М. Мир, **1989**, 351.
- [4] Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B., *Nature*, **1996**, 384, 49-51.
- [5] Spiller E., Segmuller A., *Appl. Phys. Letts.*, **1974**, 24, #2, 60-61.
- [6] Feng Y. et. al, *Phys. Rev. Let.*, **1993**, 71, #4, 537-540.
- [7] Желудева С.И., Ковальчук М.В., Новикова Н.Н., Сосфенов А.Н. и др., *Кристаллография*, **1995**, 40, №1, 145-158.
- [8] Lagomarsino S. et. al, *Appl. Phys.*, **1996**, 79, #8, 4471-4473.
- [9] Di Fonzo S., Jark W., Lagomarsino S., Clanninl C., De Caro L., Cedola A., Muller, M., *Nature*, **2000**, 403, 638-640.
- [10] Jark W., Cedola A., Di Fonzo S., Fiordelisi M., Lagomarsino S., Kovalenko N.V., Chernov V.A., *Appl. Phys. Let.*, **2001**, 78, #9, 1192-1195.
- [11] Коваленко Н.В., Мыгниченко С.В., Чернов В.А., Материалы совещания "Рентгеновская оптика 2001", ИФМ РАН, Н. Новгород, **2001**, 291-303.
- [12] Мингазин А.Т., Зеленов В.И., Лейкин В.Н., *Приборы и техника эксперимента*, **1981**, №1, 229-232.
- [13] Лейкин В.Н., Мингазин А.Т., Зеленов В.И., *Приборы и техника эксперимента*, **1981**, №3, 208-210.
- [14] Лейкин В.Н., Мингазин А.Т., Зеленов В.И., *Приборы и техника эксперимента*, **1984**, №6, 33-37.
- [15] Зуев А.П., Шабельников Л.Г., *Электронная промышленность*, **1990**, №5, 69-71.
- [16] Егоров В.К., Зуев А.П., Малюков Б.А., *Известия ВУЗов, Цветная Металлургия*, **1997**, 5, 54-69.
- [17] Egorov V., Kondratiev O., Zuev A., Egorov E., *Advances in X-ray Analysis*, **2000**, 43, 406-417.

- [18] Егоров В.К., Зуев А.П., Егоров Е.В., *Заводская Лаборатория*, **2001**, 67, №3, 3-11.
- [19] Егоров В.К., Зуев А.П., Кондратьев О.С., Егоров Е.В., *Поверхность (Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования)*, **2001**, 6, 27-36.
- [20] Egorov V.K., Egorov E.V., *Discovery of a Planar Waveguide for an X-Ray Radiation*, Los Alamos e-print archive: <http://arxiv.org/list/physics.insdet/recent/#0101059>, 2001.
- [21] Егоров В.К., Бильчик Т.В., Егоров Е.В., Сборник Материалов 7^й Международной научно-технической конференции, М. Хим. Фак. МГУ, **2001**, 230-235.
- [22] Egorov V.K., Egorov E.V., *Thin Solid Films*, **2001**, 398-399, 405-412.
- [23] Zwanenburg M.J., Peters J.F., Bongaerts J.H.H., De Vries S.A., Abernathy D.L., van der Veen J.F., *Phys.Rev.Letts.*, **1999**, 82, 1696-1699.
- [24] van der Veen J.F., Zwanenburg M.J., Huisman W.J., *Synchrotron Radiation News*, **1999**, 12, 49-54.
- [25] Zwanenburg M.J., van der Veen J.F., Ficke H.G., Neerings H., *Rev.of Sci.Instr.*, **2000**, 71, 1723-1732.
- [26] Bongaerts J.H.H., Zwanenburg M.J., Zontone F., van der Veen J.F., *J.Appl.Phys*, **2001**, 90, 94-100.
- [27] Борн М, Вольф Э., *Основы оптики*, Наука, М., **1973**, 719.
- [28] Bedzyk M., Bommarito G., Schildkraut J., *Phys. Rev. Let.*, **1989**, 69, #12, 1376-1379.
- [29] Бреховский Л.М., *УФН*, **1953**, 50, №4, 539-576.
- [30] Lotsch H.K.V., *JOSA*, **1968**, 58, #4, 551-561.
- [31] Блохин М.А., *Физика рентгеновских лучей*, изд. 2, ГИТТЛ, М., **1957**, 518.
- [32] Klockenkamper R., *Total Reflection X-ray Fluorescence Analysis*, Wiley: New York, **1997**, 245.
- [33] Бреховский Л.М., *Волны в слоистых средах*, Наука, М., **1973**, 576.
- [34] Goos F., Hanchen H., *Ann. der Phys.*, **1947**, 6, #7-8, part 1, 334-345 (in German).
- [35] Snyder A., Love J., *Applied Optics*, **1976**, 15, #1, 236-238.
- [36] Tamir T., Oliver A.A., *J. Opt. Sos. Ameri.*, **1969**, 59, #8, 942-949.
- [37] Шафер К., *Теоретическая физика*, т. 3, ч. 2, Оптика, ГОНТИ, М., **1938**, 536.

- [38] Миркин Л. И., *Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов*, ГИФМЛ, М., **1961**, 863.
- [39] Vyatkin A.F., Egorov V.K., Egorov E.V., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 2000, 585, 183-189.
- [40] Roshcupkin D.V., Tucoulou R., Brunel M., *Appl. Phys. Lett.*, **1999**, 75, #5, 639-640.
- [41] Gasgnier M., Nevot L., *Phys. Status Solidi (A)*, **1981**, 66, 525-540.
- [42] Сивухин Д.В., *ЖЭТФ*, **1948**, 18, №11, 976-994.
- [43] Кизель В.А., *Отражение света*, Наука, М., **1973**, 351.

Волновод рентгеновского излучения и его применение в дифрактометрии и рентгенофлуоресцентном анализе

Идея создания рентгеновских волноводов возникла более четверти века назад [1]. Первоначальные попытки разработки такого устройства на основе многослойных материальных структур по образцу и подобию оптических волноводов так и не возымели серьезной практической значимости. В то же время идея использования так называемых бесщелевых рентгеновских коллиматоров [2] оказывалась более прагматичной. Эти коллиматоры нашли применение в рентгенофлуоресцентном анализе при полном внешнем отражении возбуждающего рентгеновского пучка (РФА ПВО) от диагностируемой поверхности [3]. В последнее время они начали с успехом использоваться и в рентгеновской дифрактометрии [4]. Попытка объяснения высокой эффективности применения бесщелевых рентгеновских коллиматоров привела к созданию принципиальной модели рентгеновского волновода, основанной на идее возбуждения стоячей рентгеновской волны в протяженной плоской щели в результате интерференции падающего и многократно полностью отраженного рентгеновского пучка от плоских рефлекторов, составляющих волновод [5]. Принципиально волновод может быть создан на основании эффекта полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновского излучения от гладкой поверхности или Брэгговского отражения от монокристаллической поверхности (волновод-монокроматор) [5]. Данная работа ограничена обсуждением практического применения только волноводов, использующих эффект ПВО.

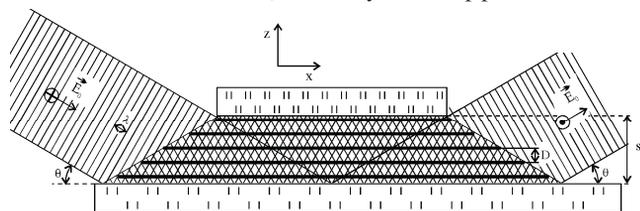


Рис. 1. Схема образования стоячей рентгеновской волны в пространстве плоской щели рентгеновского волновода. Схема применима как для полного внешнего отражения на плоских гладких рефлекторах, так и для Брэгговского отражения между монокристаллическими взаимно-ориентированными пластинами.

При падении плоской рентгеновской волны на гладкий плоский рефлектор под углом $\theta < \theta_c$ (критический угол ПВО) она испытывает полное* отражение на интерфейсе. Наличие второго рефлектора, расположенного параллельно и на близком расстоянии, приводит к возникновению повторного отражения. Каждое отражение будет характеризоваться появлением локальной интерференционной зоны или зоны стоячих волн. В работе [5] теоретически показано, что существует область расстояний между параллельными интерфейсами, способствующая возбуждению стоячей волны по всей длине щели волновода (рис. 1). Минимальный размер такой щели определяется параметрами материала используемых рефлекторов. Для кварцевых отражателей он равен 21 нм. Верхний предел размера щели волновода определяется длиной когерентности транспортируемого рентгеновского излучения. Для CuK_α этот размер составляет 94 нм. Стоячая волна, возникающая в щели волновода, оказывается способной транспортировать энергию пучка рентгеновского излучения практически без рассеяния на расстоянии в несколько десятков сантиметров. На рис. 2 показаны схемы проведения сравнительных экспериментов, позволивших сделать оценку параметров рентгеновского пучка, сформированного плоским волноводом, и сравнить их с параметрами пучка, сформированного стандартной щелевой системой. Представленные в нижней части рисунка экспериментальные результаты показывают, что интегральная интенсивность пучка, сформированного волноводом, равняется интенсивности прямого рентгеновского пучка, прошедшего через ограничивающую щель размером 0,15 мм. Таким образом, прямое сопоставление показывает, что внутри щели волновода и непосредственно вблизи его выходного среза плотность интенсивности в 2000 раз превосходит плотность интенсивности прямого пучка в той же самой точке пространства. Расходимость пучка в выбранной геометрии расположения волновода относительно фокуса рентгеновской трубки составила 0,18°.

* Упрощенная модель игнорирует эффект проникновения пучка в поверхностный слой рефлектора, продольный сдвиг Гооса-Хансен и эффект «размывания интерфейса». См. подробнее в [5].

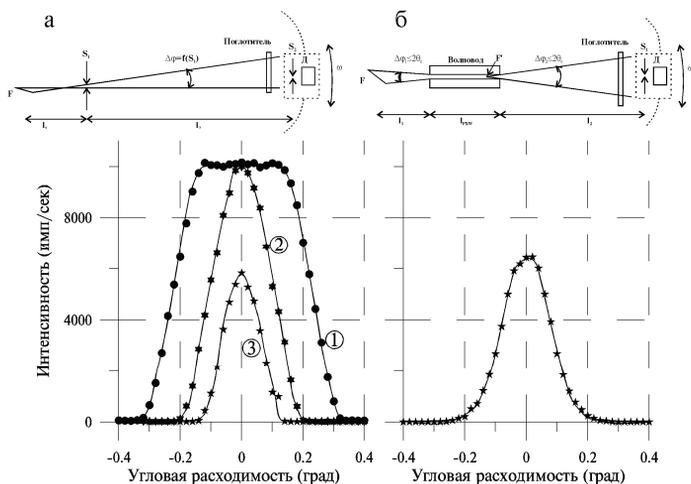


Рис. 2. Схемы формирования рентгеновского пучка с помощью ограничительных щелей (а) и плоского волновода (б). Внизу показаны угловые распределения интенсивности для щелевой системы (а) при размерах щели S_1 0,5 мм (1), 0,25 мм (2) и 0,1 мм (3), а также распределение в пучке, сформированном волноводом. Фильтр: Су-фольга толщиной 0,1 мм.

Поскольку представленные в работе измерения выполнялись впервые, расположение волновода в оптической схеме гониометра определялось лишь удобством его юстировки, а точная юстировка прибора с элементом, имеющим щель шириной 88 нм, представляется скорее искусством, чем технической задачей. Оптимальное с точки зрения достижения максимальной интенсивности расположение волновода относительно фокуса трубки должно соответствовать условию $\theta_c = \arctan(F/2l_1)$, где F - размер проекции фокуса трубки (в нашей геометрии $F=0,2$ мм). Данное условие соответствует расстоянию $l_1 \cong 25$ мм. В такой геометрии интенсивности на выходе волновода по сравнению с результатами, представленными на рис. 2б, увеличатся не менее чем в 20 раз. Однако, при этом возрастёт не только общая интенсивность пучка, но и его угловая ширина, которая достигнет значения $\Delta\theta = 2\theta_c$ ($0,42^\circ$ для излучения CuK_α и волновода с кварцевыми рефлекторами). Применение специальных мер может не менее чем на два порядка снизить расходимость пучка, выходящего из волновода, при снижении интегральной интенсивности на 20÷30%.

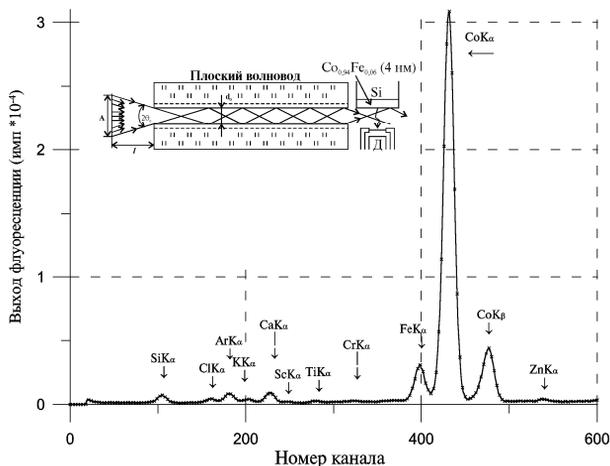


Рис. 3. спектр РФА ПВО, полученный с использованием плоского волновода ($l=50$ мм; $d=34$ нм) и излучения $\text{MoK}_{\alpha\beta}$ для мишени $\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06}$ (4 нм)/Si. Режим измерений: $U=25$ кэВ, $I=10$ мА, $\tau=300$ сек. Шаг регистрации 16 эВ/канал, показан каждый третий канал. На врезке приведена геометрия измерений.

Для демонстрации высокой практической эффективности применения плоских волноводов рентгеновского излучения в работе проведены рентгенофлуоресцентные исследования при полном внешнем отражении (РФА ПВО) пленочной структуры Co(Fe)/Si с применением волноводного формирования рентгеновского пучка ($l \approx 50$ мм; $d=34$ нм). На рис. 3 показан полученный РФА ПВО спектр. На врезке приведена геометрия измерений. Обработка данного спектра показала, что содержание основного примесного элемента Ca в пленке составляет $2 \cdot 10^{15}$ ат/см², а предел его обнаружения для выбранных условий измерений составил $3 \cdot 10^{12}$ ат/см². Полученный предел обнаружения оказался достаточно высок, что связано с отсутствием проведения оптимизации условий измерений, которая не являлась предметом пионерских исследований. В тоже время, опыт работы с бесщелевыми коллиматорами рентгеновского излучения (которые представляют собой частный случай рентгеновского волновода) показывает, что оптимизация этих условий способна снизить пределы обнаружения не менее чем на порядок [3]. Кроме того, авторами разработан специальный набор мер, представляющий собой предмет патентования, способный снизить пределы обнаружения в РФА ПВО спектроскопии до заранее заданного уровня.

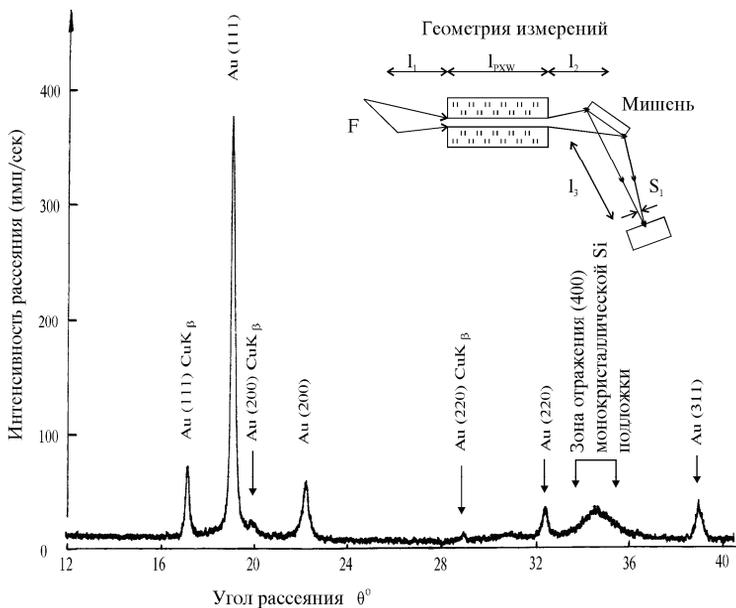


Рис. 4. Дифрактограмма пленочной структуры Au (115 нм)/SiO₂ (100 нм)/Si [100], полученная на гониометре HZG-4, оснащенный плоским волноводом длиной 100 мм и шириной щели 88 нм. Анод Cu, режим измерений $U=30$ кэВ, $I=35$ мА. $l_1=75$ мм; $l_2=50$ мм; $l_3=160$ мм; $S_1=0,5$ мм.

Рентгеновские волноводы могут эффективно применяться и в рентгеновской дифрактометрии. На рис. 4 показана дифрактограмма пленочной структуры Au/SiO₂/Si, зарегистрированная с помощью стандартного рентгеновского дифрактометра горизонтального типа, оснащенного плоским волноводом ($l=100$ мм; $d=88$ нм), предназначенным для эффективной транспортировки излучения CuK _{α} , β . На дифрактометре присутствуют рефлексы, соответствующие гранецентрированной решетки Au. Подслой вследствие аморфности структуры на дифрактограмме не представлен. Его толщина, как и толщина пленки золота, была определена методом POF He⁺. Положение мишени при измерениях выбиралось из условия минимизации вклада рефлекса (400) монокристаллической подложки. Полученная дифрактограмма имеет удовлетворительное качество, хотя положение волновода в оптической схеме дифрактометра и длина волны излучения не оптимизировались.

Представленные результаты в принципе подтверждают, что высокая эффективность волновода объясняется концепцией возникновения стоячей волны в протяженной узкой щели для некоторого интервала ее размеров. Показана огромная практическая ценность применения рентгеновских волноводов для повышения эффективности стандартных рентгеновских методик, что в ряде случаев позволяет им свободно конкурировать со специальными рентгеновскими разработками, ориентированными на использование супердорогих пучков синхротронных каналов.

Литература

1. *E.Spiller, A.Segmuller*. Propagation of X-Ray in Waveguides // Appl. Phys. Lett. 1974. V.24. #2. P. 60-61.
2. *В.Н.Лейкин, Т.А.Мингазин, В.И.Зеленов*. Формирование рентгеновских пучков бесщелевых коллиматором // ПТЭ. 1984. №6. С. 33-37.
3. *V.K.Egorov and all*. The modification of TXRF-Methods by Using of X-Ray Slitless Collimator // Advances in X-Ray Anal. 2000. V. 43. P. 406-417.
4. *V.K.Egorov*. The Application of X-Ray Slitless Collimators for a Structure Study of Thin Film Courting // Thesis of report on ICMCTF-2001 Conference. San Diego. 30 April-4 May. 2001. Program #F4-1-11.
5. *V.K.Egorov, E.V.Egorov*. Discovery of a Planar Waveguide for an X-Ray Radiation // The Los Alamos e-print archive: <http://arxiv.org/list/physics.ist-det/recent#0101059>.

Плоский волновод жесткого электромагнитного излучения

Щелевой формирователь пучка ионизирующего излучения с протяженными ограничивающими плоскостями давно является одним из основных элементов рентгеновской оптики. Наиболее широко известным формирователем такого типа является щель Солера [1,2], состоящая из большого числа плоских параллельных сильно поглощающих тонких пластин, служащих для создания рентгеновского пучка заданной расходимости. Еще одним примером применения рентгеновского коллиматора с протяженными плоскими ограничивающими поверхностями является юстировочная щель (длиной около 50 мм и зазором между кварцевыми пластинами около 0.1 мм [1,3]), используемая для точной калибровки рентгеновских дифрактометров. Подобные щели иногда применяются для формирования пучка возбуждающего рентгеновского излучения в спектрометрах, предназначенных для рентгеновского флуоресцентного анализа при полном внешнем отражении (РФА ПВО) [4,5]. Например, в работе [4] коллиматор с плоскими протяженными поверхностями и зазором около 0.1 мм использовался как двойной рефлектор ПВО пучка первичного рентгеновского излучения.

Важным направлением использования планарных протяженных ограничителей в рентгеновской практике явилось применение многослойных пленочных структур для транспортировки рентгеновского пучка [6,7]. В качестве первого простейшего резонатора такого типа использовалась двухслойная структура Al_2O_3/BN на подложке Al_2O_3 [6]. В этой структуре рентгенопроводящим каналом являлась пленка BN, обладающая большим, по сравнению с Al_2O_3 , показателем преломления и существенно более низким поглощением. Как показали прямые измерения, такие планарные рентгенооптические устройства могут служить концентраторами рентгеновского излучения [7]. Эти структуры следует считать непосредственными предшественниками одного из типов рентгеновских волноводов, обсуждаемых в данной работе.

Широкое применение в рентгеновской практике нашли плоские щелевые монохроматоры, используемые для существенного сужения линии в падающем пучке [8,9]. Такие устройства, получившие название монохроматоров Бонзе-Харта, основаны на реализации многократного

Брэгговского отражения между параллельными взаимно ориентированными монокристаллическими пластинами, образующими щелевой монохроматор.

Кроме плоских протяженных коллиматоров рентгеновских лучей, характеризующихся заметной величиной зазора между образующими его рефлекторами, некоторое распространение получили так называемые бесщелевые рентгеновские коллиматоры [10-14]. Используемый в этих работах коллиматор представлял собой две плотно прижатые друг к другу плоские кварцевые оптически полированные пластины. Зазор между пластинами, оценка размера которого оказывалась затруднительной и неоднозначной, образовывался за счет наличия микро и макронеоднородностей соприкасающихся поверхностей. Эксперименты показали, что сконструированный таким образом бесщелевой коллиматор способен транспортировать рентгеновское излучение на расстояние порядка 10 см без заметного снижения его интенсивности. Наиболее простой моделью, которая могла бы объяснить высокие транспортные свойства бесщелевого коллиматора рентгеновского излучения, является модель многократного полного внешнего отражения пучка в микрощели коллиматора, широко используемая для описания транспортных свойств рентгеновских капилляров [15,16]. Результаты использования этой модели для описания поведения пучка рентгеновского излучения в микрозазоре бесщелевого коллиматора приведены в следующем параграфе.

Модель многократного полного отражения в зазоре между параллельными плоскими рефлекторами

Микрозазор в бесщелевом коллиматоре образуется за счет наличия макро и микронеоднородностей контактирующих поверхностей. Хотя ширина такого зазора не является стационарным параметром, для расчетов ее величина может быть принята равной " l " (рис. 1а). Величины коэффициентов однократного полного отражения для рентгеновского излучения разной поляризации определяются выражениями [17]:

$$\left. \begin{aligned} R_{\parallel}^{(1)} &= \frac{|E_{\parallel}^R|^2}{|E_{\parallel}|^2} = \frac{(\theta - 2\delta\theta - a)^2 + (b + 2\beta\theta)^2}{(\theta - 2\delta\theta + a)^2 + (b - 2\beta\theta)^2} \\ R_{\perp}^{(1)} &= \frac{|E_{\perp}^R|^2}{|E^R|^2} = \frac{(\theta - a)^2 + b^2}{(\theta + a)^2 + b^2} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Величины "a" и "b" в этих выражениях определяются следующими формулами [17]:

$$\begin{cases} a^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} + (\theta^2 - 2\delta) \right] \\ b^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} - (\theta^2 - 2\delta) \right] \end{cases} \quad (2)$$

где θ является углом падения рентгеновского луча, δ - представляет собой степень поляризации среды под действием рентгеновского излучения, а β - характеризует степень поглощения излучения средой. Параметры δ и β соответствуют действительной и мнимой частям отклонения от единицы коэффициента преломления рентгеновского излучения в среде [17]:

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (3)$$

Действительная часть отклонения может быть выражена через значение критического угла отражения θ_c и через параметры мишени:

$$\delta = \frac{\theta_c^2}{2} = 4.12 \cdot 10^{-4} \frac{Z' \cdot \rho}{A \cdot V^2} \quad (4)$$

где θ_c выражен в радианах, A и Z' представляют собой атомную массу и эффективный заряд [17] атомов материала мишени, ρ - плотность этого материала (г/см^3). V - отражает энергию кванта электромагнитного излучения (кэВ), связанную с длиной волны соотношением [1]:

$$\lambda_{(HM)} = \frac{h \cdot c}{e \cdot V} = \frac{1.2399}{V \cdot (h \cdot e)} \quad (5)$$

Величина мнимой части отклонения непосредственно связана с линейным коэффициентом поглощения излучения μ [17]:

$$\beta = \mu \frac{\lambda}{4\pi} \quad (6)$$

На рисунке 1б показаны зависимости коэффициентов ПВО $R_{\parallel}^{(N)}$ и $R_{\perp}^{(N)}$ от угла падения излучения MoK_{α} ($\lambda=0.0707$ нм) в зазоре между кварцевыми пластинами ($\delta_{\text{SiO}_2}=1.5 \cdot 10^{-6}$, $\beta=0.4 \cdot 10^{-8}$ [18]) для однократного и многократного ($N=10, 100, 1000$) отражений. Коэффициент отражения при многократном ПВО рассчитывается по формулам [16]:

$$R_{\parallel}^{(N)} = [R_{\parallel}^{(1)}]^N; R_{\perp}^{(N)} = [R_{\perp}^{(1)}]^N \quad (7)$$

На основании расчетов, результаты которых представлены на рис. 1б, можно сделать вывод, что в рамках модели многократного ПВО не появляется преимущественной поляризации в пучке на выходе коллиматора. Апертура рентгеновского пучка на входе и выходе

коллиматора равна удвоенной величине критического угла $\Delta\theta=2\theta_c$. Ослабление интенсивности определяется числом отражений. Например, фактор интегрального ослабления интенсивности после 100 последовательных отражения составляет величину 0.7.

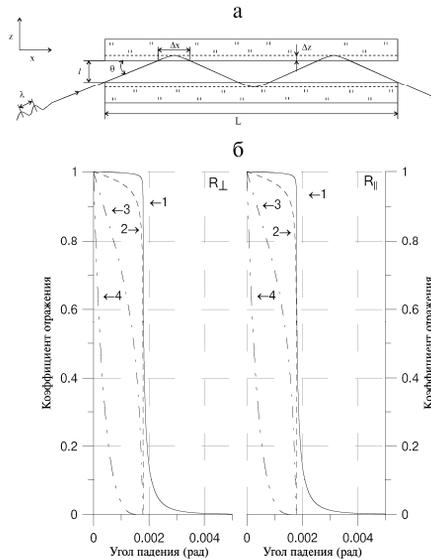


Рисунок 1. Схема модели многократного полного отражения пучка рентгеновского излучения, попадающего в зазор между двумя плоскими параллельными пластинами (а), зависимость коэффициентов полного внешнего отражения R_{\parallel}^N и R_{\perp}^N от угла падения для однократного и многократного отражений [$N=1(1)$; $N=10(2)$; $N=100(3)$; $N=1000(4)$] (б).

Чтобы иметь возможность реально оценить транспортные свойства коллиматора, образованного двумя плоскими параллельными плоскостями, для пучка рентгеновских лучей, необходимо оценить реальное число отражений, которое оказывается характерным для бесщелевых коллиматоров, применявшихся в экспериментах [10-14]. Для такого расчета необходимо учитывать так называемое боковое смещение (или смещение Гооса-Хенкен), возникающее при полном отражении электромагнитного излучения [19]:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\theta_c^2 - \theta^2 + 2i\beta}} \quad (8)$$

Максимум смещения имеет место при $\theta=\theta_c$ и равняется:

$$\Delta x_{\max} = \frac{\lambda}{\pi} \left| \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \right| \quad (8a)$$

Минимум смещения наблюдается при скользющем падении отражающегося пучка ($\theta=0$):

$$\Delta x_{\min} \approx \frac{\lambda}{\pi \cdot \theta_c} \quad (8b)$$

Для расчетов удобно использовать эффективное значение бокового смещения, которое в соответствии с оценками, сделанными в работе [14], рассчитывается для $\theta_{\text{эф}}=\theta_c/2$. Значение эффективного бокового смещения $\Delta x_{\text{эф}}$ при ПВО пучка MoK_α от кварцевой пластины составляет 14.6 нм. Величина бокового смещения для разных значений углов падения θ попадает в интервал: $12.8 \text{ нм} \leq D \leq 250 \text{ нм}$. Размеры зазора бесщелевого коллиматора, использованного в работе [14], составляли $L=50 \text{ мм}$ и $\ell \approx 30 \text{ нм}$. Количество отражений в этом зазоре рассчитывается по формуле:

$$N = \frac{L}{\Delta x_{\text{эф}} + \ell \cdot \text{ctg}(\theta_c / 2)} \quad (9)$$

Полученное значение числа отражений ($N \approx 3000$) может быть использовано, в рамках выбранной модели, для оценки эффективной интенсивности рентгеновского пучка на выходе коллиматора. Полученная величина $I(\theta_c/2)=0.0003 \cdot I_0$ резко контрастирует с экспериментальным значением интенсивности, рентгеновского излучения на выходе коллиматора составляющей $I_{\text{sc}} \approx 0.98 \cdot I_0$ [12]. Значительное несоответствие результатов расчета и экспериментальных данных заставляет предположить, что для описания поведения пучка рентгеновских лучей в узкой щели, образованной плоскими параллельными пластинами, необходимо отыскание другой модели. В качестве последней в работе [20] была предложена модель возникновения в зазоре между пластинами стоячей волны рентгеновского излучения.

Образование стоячей волны при зеркальном отражении жесткого электромагнитного излучения

Пусть на поверхность раздела двух сред падает плоская монохроматическая бегущая электромагнитная волна с направлением поляризации, перпендикулярным плоскости X-Z (σ -поляризации), длиной волны λ и волновым вектором падающего излучения $k=1/\lambda$ (рис. 2а). Если материалы соседствующих сред характеризуются разными показателями

преломления, часть волновой энергии отражается, а остаток проходит во вторую среду, испытывая преломление. Независимо от величины этого остатка в первой среде возникает область интерференции, размер которой определяется шириной падающей плоской волны и углом падения θ . Интенсивность интерференционной картины непосредственно определяется коэффициентом отражения на границе двух сред и достигает своего максимума при полном отражении пучка падающего излучения. В обозначениях, принятых на рис. 2а, падающая и отраженная бегущие волны электрического поля могут быть представлены выражениями [21]:

$$\vec{A}_0(\vec{r}; t) = \vec{E}_0 e^{i[\omega t - 2\pi(\vec{k}_x x - \vec{k}_z z)]} \quad (10)$$

и

$$\vec{A}_R(\vec{r}; t) = \vec{E}_R e^{i[\omega t - 2\pi(\vec{k}_x x + \vec{k}_z z)]} \quad (11)$$

В качестве граничных условий удобно считать, что поверхность раздела характеризуется координатой $z=0$.

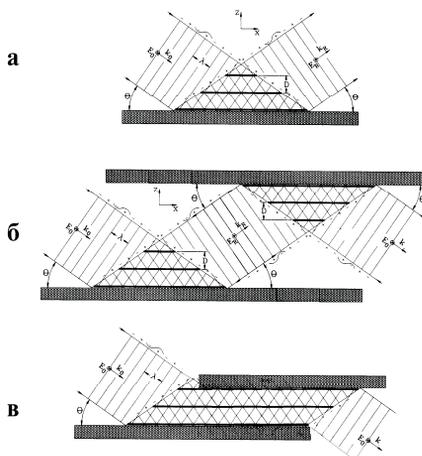


Рисунок 2. Схема образования стоячих волн при зеркальном отражении от поверхности плоской монохроматической волны [20] (а), схема образования областей стоячих волн при многократном последовательном отражении плоской монохроматической волны (б), схема образования неразрывного поля стоячих волн при захвате плоским протяженным волноводом плоской волны монохроматического излучения (в).

Выделяя пересечения гребней и впадин двух плоских волн, легко видеть, что интерференция между двумя когерентными бегущими плоскими волнами образует стоячую плоскую волну с плоскостями ее

минимальной и максимальной интенсивности, располагающимися параллельно отражающей поверхности. При этом период возникающей стоячей волны определяется выражением [22]:

$$D = \frac{\lambda}{2} \sin \theta \quad (12)$$

Соотношение между амплитудами падающей и отраженной волн в общем случае описывается на основании уравнений Френеля [21]:

$$\left| \frac{\vec{E}_R}{\vec{E}_0} \right|_{\perp} = \frac{\sin \theta - n \cdot \sin \varphi}{\sin \theta + n \cdot \sin \varphi} \quad (13)$$

где φ является углом преломления, а n - относительным показателем преломления. При этом фаза между падающим и отраженным лучами ψ определяется соотношением:

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{\sqrt{\cos^2 \theta - n^2}}{\sin \theta} \quad (14)$$

Соотношения (12), (13) и (14) описывают явление зеркального отражения любой электромагнитной плоской волны на плоском интерфейсе двух материальных сред. Они могут быть использованы и для описания ПВО рентгеновского и гамма-излучения на интерфейсе вакуум-материальная среда, которое упрощенно представляют как зеркальное отражение рентгеновской плоской волны⁵.

Общие соотношение для амплитуд векторов падающей и отраженной волн и фазовое соотношение в случае рентгеновского излучения принимают вид [17,18,22]:

$$\left| \frac{\vec{E}_R}{\vec{E}_0} \right|_{\perp} = \frac{\theta - \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}}{\theta + \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \psi &= 2 \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 - 1 \quad \delta \leq \theta \leq \theta_c \\ \cos \psi &= 1 \quad \delta \leq \theta > \theta_c \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Интенсивность жесткого электромагнитного излучения в вакууме над отражающей поверхностью в области интерференции, определяемая как $|\vec{A}_0 + \vec{A}_R|^2$, выражается следующей формулой [22]:

$$I(\theta, z) = |\vec{E}_0|^2 \left[1 + R + 2\sqrt{R} \cos \left(\psi - \frac{2\pi z}{D} \right) \right] \quad (17)$$

⁵Такое упрощенное представление игнорирует наличие сдвига фронта при полном отражении волны на величину смещения Гооса-Хенкен Δx , определяемого формулой (8), а также проникновение стоячей волны в поверхностный слой рефлектора.

где D соответствует периоду стоячей волны вдоль оси z , который рассчитывается на основании выражения (12), а R представляет собой коэффициент отражения, определяемый выражением (1).

Интерференционная картина будет наблюдаться как в области углов падения $\theta < \theta_c$, так и области $\theta > \theta_c$, однако ее интенсивность во втором угловом интервале с увеличением угла падения будет быстро убывать [21]. Период стоячей волны D в интересующей нас области ($\theta \leq \theta_c$) достигает своей минимальной величины при угле падения θ_c . Уменьшение угла падения приводит к росту величины D , которая формально должна становиться неограниченно большой при скользящем падении первичной жесткого электромагнитной волны. Однако в реальности такого не происходит вследствие нарушения когерентности интерферирующих пучков. Одним из наиболее очевидных факторов, приводящих к размытию интерференционных линий, является конечность ширины линии падающего излучения $\Delta\lambda$ [21]. Принято считать, что если выполняется условие [17]:

$$\Delta\lambda \leq \frac{\lambda}{4} \quad (18)$$

то интерференционные линии имеют четкое очертание.

Еще одним фактором, размывающим интерференционную картину, является наличие шероховатости отражающей поверхности. Шероховатость оказывает наибольшее влияние на интерференционную картину в области критического угла. Оценки, сделанные в [17], показывают, что интерференционная картина при $\theta = \theta_c$ не размывается, если высота микрон неоднородностей на отражающей поверхности не превышает критического размера h_c :

$$h_c = \frac{\lambda}{8\sqrt{2\delta}} = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{\pi m c^2 A}{e^2 N \rho Z'}} \quad (19)$$

Таким образом, параметр критической шероховатости не зависит от длины волны падающего излучения. Его величина для поверхности оптически полированных кварцевых пластин составляет 5 нм.

Образование стоячей волны в щели плоского волновода

Последовательное отражение плоской электромагнитной волны в щели между двумя параллельными пластинами приводит к образованию внутри ее нескольких интерференционных областей (рис. 2б). Варьирование размера щели может привести к взаимному перекрытию

областей интерференции, создав единое интерференционное пространство во всем объеме между пластинами (рис. 2в)⁶. Таким образом, можно ожидать возбуждения стоячей волны в щели между двумя параллельными плоскостями при выборе ее ширины внутри некоторого размерного интервала. Минимальная величина щели, способствующая возникновению в ней стоячей волны, может быть оценена на основании выражения (12) для критического угла полного внешнего отражения жесткого электромагнитного излучения θ_c :

$$D_{\min} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_c} \approx \frac{\lambda}{2\theta_c} = \sqrt{\frac{\pi m c^2 A}{2 e^2 N Z' \rho}} \quad (20)$$

Минимальный размер щели, в которой возможно возникновение стоячей волны, как и критический параметр шероховатости, не зависит от длины волны падающего электромагнитного излучения. Фактически на его величину слабое влияние оказывает лишь структурная плотность применяемых рефлекторов. При использовании кварцевых рефлекторов ($\bar{Z}=10$; $\bar{A}=20$), минимальный размер щели плоского волновода жесткого электромагнитного излучения составляет 21 нм. Однако, практическая величина D_{\min}^* оказывается несколько меньшей, поскольку стоячая волна этого излучения имеет заметную величину в поверхностных слоях рефлекторов вплоть до глубины его проникновения в материал мишени z_c , определяемой выражением [17]:

$$(z_e)^2 = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\theta_c^2 - \theta^2)^2 + 4\beta^2 + (\theta_c^2 - \theta^2)}} \quad (21)$$

Введенный в работе [14] усредненный параметр глубины проникновения $z_c(\theta_c/2)$ составляет для излучения MoK_α и кварцевой пластины величину 3.7 нм. Таким образом, практическая величина D_{\min}^* для этого излучения и кварцевых рефлекторов оказывается близкой к 14 нм.

⁶Важно отметить, что единое интерференционное пространство в щели между отражающими пластинами в рамках модели зеркального отражения будет возникать лишь для нескольких избранных углов отражения. Появление единой интерференционной зоны во всем объеме щели резонатора независимо от величины угла отражения возможно лишь в рамках более сложной модели, учитывающей проникновение интерференционного поля в поверхностные слои материала рефлекторов, а также смещение Гооса-Хансен.

Оценка верхнего предела интервала размеров щели кварцевого рентгеновского волновода может быть выполнена на основании соотношения (18):

$$D_{\max} = \frac{\lambda}{4\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)} = \frac{\lambda^2}{4\Delta\lambda} \quad (22)$$

Для расчета этой величины можно указать, что излучение MoK_α характеризуется длиной волны $\lambda=0.707\cdot 10^{-1}$ нм, а $\Delta\lambda=0.29\cdot 10^{-4}$ нм [23]. Подстановка этих значений в формулу (22) показывает, что $D_{\max}=43$ нм. Его практический размер⁷ оказывается равным $D_{\max}^*=36$ нм. Аналогичные оценки для излучения CuK_α дают величину $D_{\max}^*=91$ нм. Таким образом, можно ожидать, что варьирование ширины щели волновода будет приводить к изменению спектрального распределения на выходе при его использовании для транспортировки полихроматического жесткого электромагнитного излучения.

В таблице 1 приведены расчетные значения размеров щели кварцевого волновода D_{\min} и D_{\max} для целого ряда излучений, а также некоторые параметры, характеризующие взаимодействие этих излучений с SiO_2 . Минимальный размер щели, не поправленный на удвоенную величину глубины проникновения излучения в поверхностный слой рефлекторов, является постоянной величиной. Существенно, что он превышает удвоенную величину шероховатости рефлекторов. Максимальный размер щели, допускающий возникновение стоячей волны для характеристического рентгеновского излучения K_α элементов группы Fe близок к 100 нм. Этот параметр для более жестких излучений MoK_α и AgK_α , близок к 30 нм, приближаясь к величине минимального размера щели. Обращают на себя внимание очень большие величины D_{\max} для ядерных излучений, поскольку длина когерентности электромагнитных квантов, возникающий при ядерных превращениях оказывается несравненно большей, в сравнении с квантами, рождающимися при переходах на атомных оболочках. $\Delta\lambda$ ядерного излучения имеет тенденцию снижаться при увеличении атомной массы ядра. Однако, эта тенденция может нарушаться при наличии многочастичных процессов.

⁷Важным практическим фактором, также влияющим на величину верхнего предела размера щели резонатора, является степень непараллельности пластин, составляющих плоский волновод.

Специального рассмотрения требует сравнение модели стоячей волны жесткого электромагнитного излучения, предложенной в данной работе для описания его транспортировки плоским волноводом, и модели волновых мод, заимствованной из теории оптических волноводов [19,25] и использованной для объяснения рентгено- и нейтронно-транспортных свойств многослойных пленочных структур⁸ [6,7]. Обе модели основываются на упрощенной трактовке явления полного отражения электромагнитной плоской волны на плоской границе контакта материалов с различной величиной показателя преломления. В оптической теории мод на основе рассмотрения граничных условий для последовательных отражений от стенок канала выводится дисперсионное соотношение, которое для симметричного плоского волновода имеет вид [25]:

$$\chi_z \ell - 2\psi = p\pi \quad (23)$$

где χ_z является поперечной постоянной распространения волны в канале, ℓ - размер зазора канала, ψ - фазовый сдвиг при отражении от стенки канала, который может быть вычислен по формулам (14) или (16), p - индекс моды, соответствующий набору целых чисел. Модель стоячих волн также фактически приходит к аналогичному соотношению, связывающему между собой длину стоячей волны D , фазовый сдвиг ψ и размер щели резонатора ℓ . Представление электромагнитной стоячей волны, показанное на рис. 3 и характеризующее функцию распределения интенсивности этой волны в щели волновода, может быть построено лишь для нескольких углов отражения θ_i , как и в теории мод. Однако если в теории мод появление строго фиксированных углов отражения рассматривается одним из ее важнейших выводов, то в данной работе появление дискретного набора углов представляется как результат упрощенной трактовки явления полного отражения плоской электромагнитной волны. Именно по этой причине выражение типа (23) в работе не вводилось и внимание на появление в модели набора дискретных углов отражений не фиксировалось.

⁸Принципиальная правомерность такого подхода не очевидна, поскольку в оптических волноводах ширина щели канала и длина волны транспортируемого излучения близки по порядку величины $\lambda \approx \ell \approx 1$ мкм [19,25] в то время как для плоских рентгеновских волноводов характерны условия $\lambda \approx 0.1$ нм, $\lambda \ll \ell$.

Как уже отмечалось ранее, простейшая модель не учитывает факта проникновения рентгеновского излучения в поверхностные слои рефлекторов, в то время как глубина этого проникновения лишь не более чем на порядок меньше размера щели волновода. Таким образом, уточненная теория распространения рентгеновской волны в плоском волноводе не может игнорировать наличие затухающей стоячей волны в поверхностных слоях материала рефлекторов.

Кроме факта проникновения излучения в материал рефлектора, простейшая теория игнорирует наличие сдвига Госсса-Хенкен, рассмотренного во втором разделе работы. Величина этого сдвига существенно зависит от угла падения излучения, что должно быть отражено появлением дополнительного члена в выражении типа (23).

Еще одним фактором, который не включается в рассмотрение в модели зеркального отражения, является фактор отсутствия скачкообразности изменения показателя преломления на плоской границе контакта двух материалов. Толщина переходного слоя, в котором происходит изменение показателя преломления, составляет величину около 10 нм [34], что сравнимо с размером щели волновода и существенно превышает длину волны жесткого электромагнитного излучения. Непрерывное изменение показателя преломления на обеих границах щелевой структуры также должно внести определенные коррективы в фазовое соотношение типа (23).

Учет указанных явлений, по-видимому, значительно усложнит окончательные формулы, описывающие стоячую волну в щели волновода. Однако, такие соотношения не дадут оснований предполагать наличие структуры дискретных мод на выходе волновода. Предварительные дифрактометрические эксперименты, проведенные в нашей лаборатории с кварцевым волноводом, имеющим размер зазора 91 нм, и излучением CuK_α показали наличие непрерывности углового распределения излучения на его выходе.

Затухание стоячей электромагнитной волны в плоском щелевом волноводе

Возбуждение стоячей волны в щели волновода приводит к появлению стационарного распределения интенсивности интерференционного поля как вдоль канала щели (ось x), так и в перпендикулярном направлении (ось

z). На рис. 3 показано стационарное распределение интенсивности в направлении, перпендикулярном каналу щели волновода на его входе ($x=0$), характеризующее стоячую волну, показанную на рис. 2в. Распределение соответствует взаимодействию плоского пучка рентгеновского излучения CuK_α , со щелью кварцевого резонатора размером $\ell \approx 50$ нм для угла падения $\theta \approx 0.9\theta_c$. В этих условиях угол фазового сдвига $\psi = 45^\circ$, а длина стоячей волны достигает величины $D \approx 23$ нм⁹. Для выбранного угла падения излучения глубина проникновения $z_c = 8$ нм. Таким образом, для показанного распределения оказывается характерным соотношение: $z_c \approx D/3$.

Внутри щели интенсивность стоячей волны описывается выражением (17). Вне щели ее интенсивность должна экспоненциально убывать с декрементом $1/z_c$. Поэтому в этих областях интенсивность стоячей волны будет определяться выражением вида:

$$J(z) = I(\theta_c; z) e^{-z/z_c} \quad (24)$$

Интегрирование функций (17) и (24) позволяет получить полное значение интенсивности стоячей волны в сечении плоского волновода. Для функции (17) область интегрирования ограничена размером щели. Чтобы оценить общую интенсивность стоячей волны в поверхностных слоях рефлекторов в первом приближении целесообразно ограничиться слоем толщиной $2D$ в каждом рефлекторе. В результате для стоячей волны, возбужденной в кварцевом волноводе рентгеновским излучением CuK_α , падающем под углом $\theta \approx 0.9\theta_c$, можно получить, что значение, сосредоточенная в щели $L(0) = 5.25 \cdot E_0^2 D$, а ее интегральная интенсивность в приповерхностных слоях рефлекторов $M(0) \approx 1.13 \cdot E_0^2 D$. Распространение стоячей волны вдоль щелевого канала волновода сопровождается сохранением соотношения в распределении энергии между щелью и рефлекторами. При этом ослабление стоячей волны может происходить только из-за поглощения в той ее части, которая сосредоточена в приповерхностных слоях рефлекторов. В силу сохранения неизменным энергетического соотношения между частями стоячей волны в щели и вне ее, а, следовательно, и соотношения между ее общей интегральной

⁹Практическое значение с учетом проникновения излучения в поверхностные слои рефлекторов.

интенсивностью и интенсивностью, сосредоточенной в поверхностных слоях рефлекторов:

$$\alpha(x) = \frac{M(x)}{L(x) + M(x)} = \text{const} \quad (25)$$

по мере изменения координаты "x" происходит постоянная перекачка энергии между частями стоячей волны. Можно показать, что в этом случае изменение общей интегральной интенсивности стоячей волны будет описываться соотношением: $W(x) = [L(0) + M(0)]e^{-\alpha x} = W_0 e^{-\alpha x}$

$$(26)$$

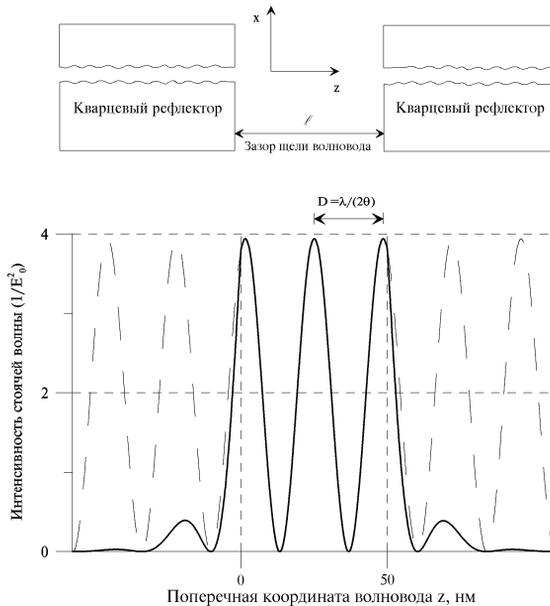


Рисунок 3. Функция распределения интенсивности стоячей рентгеновской волны в щели волновода и в приповерхностных областях кварцевых рефлекторов для плоского монохроматического пучка рентгеновского излучения $\text{CuK}\alpha$, падающего под углом $\theta \approx 0.9\theta_c$. Пунктиром показана та же функция без учета затухания при полном внешнем отражении. Размер щели $\ell \approx 50$ нм.

При этом параметр энергетического распределения α оказывается зависящим от длины волны падающего излучения, параметров материала рефлекторов, угла падения излучения и ширины щели волновода. Чтобы оценить степень зависимости параметра α от угла падения, можно рассчитать его изменение для стоячей волны излучения $\text{CuK}\alpha$ в кварцевом

волноводе с шириной щели $\ell=50$ нм. При $\theta=\theta_c$ этот параметр равен $\alpha(\theta_c)=0.7$, а для половинного критического угла он составляет величину $\alpha(\theta_c/2)=0.046$.

Пользуясь формулой (26) и используя значение $\alpha(0.9\theta_c)$ для $\ell\approx 50$ нм, можно провести грубую оценку изменения общей интегральной интенсивности стоячей волны для протяженного плоского волновода. После прохождения расстояния $\Delta x=1$ см стоячая волна характеризуется интенсивностью $\approx 0.3W_0$.

Расчетные данные по ослаблению интенсивности стоячей рентгеновской волны в волноводе позволяют понять причину высокой эффективности бесщелевых рентгеновских коллиматоров для транспортировки рентгеновского излучения на значительные расстояния [10-14,20,24]. Сделанные в работах оценки ширины зазора между прижатыми друг к другу кварцевыми пластинами значительно расходятся между собой ($D\approx 30$ нм [20,24], $D\approx 150$ нм [12]). Сама ширина щели в таком коллиматоре не является стационарным параметром и может варьировать по длине коллиматора. Более того, она может локально меняться и в процессе измерений. Поэтому указанные величины D должны рассматриваться лишь как ориентировочные. При этом они не контрастируют с данными, представленными в таблице 1. Экспериментальные сведения об интенсивности пучка на выходе бесщелевого коллиматора также следует рассматривать лишь как ориентировочные. Например, выполненные нами измерения показывают, что самопроизвольное варьирование интегральной интенсивности в течение 8 часов составляет $\pm 10\%$ [26]. В дополнение следует заметить, что при использовании смешенного рентгеновского излучения, которое и применялось в экспериментах с бесщелевыми коллиматорами, изменение ширины щели должно приводить к существенному изменению рентгеновского спектра на выходе коллиматора.

Практические аспекты применения плоского волновода жесткого электромагнитного излучения

Бесщелевой коллиматор излучения представляет собой один из типов плоского волновода с неконтролируемым размером резонаторной щели. Поэтому бесщелевой коллиматор следует рассматривать только как простую и удобную экспериментальную модель. Для практических целей

необходимо изготовление щелевых волноводов с шириной зазора, близкой к максимальной для выбранной длины волны. Так, например, при использовании излучения MoK_α следует использовать кварцевый щелевой волновод с шириной щели около 36 нм, для CuK_α - 91 нм. Для изготовления такого волновода по краям одного из его кварцевых рефлекторов необходимо напылить металлические полосы заданной толщины и равномерно стянуть рефлекторы между двумя плоскими металлическими пластинами. Величина зазора щели может быть непосредственно проконтролирована с помощью спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения оптического излучения [27].

Бесщелевой коллиматор рентгеновского излучения с успехом начал применяться для проведения рентгенофлуоресцентного анализа плоских поверхностей и тонких пленок [14,20,24,26]. Замена в таких исследованиях бесщелевого коллиматора на рентгеновский волновод приведет к существенному увеличению плотности рентгеновского излучения на поверхности анализируемого объекта и обеспечит повторяемость диагностики. Кроме того, использование рентгеновского волновода предотвращает опасность нежелательного контакта этого объекта с поверхностями рефлекторов. В остальном плоский волновод рентгеновского излучения сохраняет все преимущества применения бесщелевого коллиматора для рентгенофлуоресцентного анализа при полном внешнем отражении возбуждающего рентгеновского пучка. Существенно заметить, что замена бесщелевого коллиматора щелевым волноводом не предотвращает появления структурных максимумов [28].

Не менее важный аспект применения плоского щелевого волновода рентгеновского излучения - это его использование в дифракционных исследованиях. Он с успехом может применяться для структурной диагностики поверхности монокристаллов и эпитаксиальных пленок при полном отражении рентгеновского излучения в параллельной и перпендикулярной геометриях рассеяния [29], поскольку характеризуется высокой плотностью и малой расходимостью рентгеновского излучения в пучке. Плоский волновод рентгеновского излучения будет крайне эффективен для использования в дифрактометрах как в геометрии “косой” съемки так и в стандартной геометрии Брэгга-Брентано.

Плоский волновод с полным внешним отражением электромагнитного излучения имеет хорошие перспективы для транспортировки жесткого

гамма-излучения, например в экспериментах по ионопучковому возбуждению ядер мишени. Применение таких волноводов значительно повысит светосилу применяемых детекторов. При этом варьирование ширины щели может обеспечить первичную дискриминацию ядерного излучения от рентгеновских линий вследствие его существенно большей длины когерентности.

Волновод-монохроматор рентгеновского излучения

В предыдущих параграфах был описан плоский волновод жесткого рентгеновского излучения, использующий для генерации стоячей волны явление его полного внешнего отражения. Однако возбуждение стоячих волн возможно и в условиях Брэгговской геометрии [30]. В этом случае для реализации последовательных Брэгговских отражений в зазоре волновода в качестве рефлекторов необходимо воспользоваться параллельными взаимно ориентированными монокристаллическими пластинами. Механизм возникновения стоячей волны в этом случае принципиально не будет отличаться от механизма ее генерации в условиях полного внешнего отражения. При этом параметр глубины проникновения z_e должен быть естественно заменен на длину первичной экстинкции z_{ext} , определяющую расстояние в кристалле от его поверхности, на котором интенсивность пучка, падающего под углом Брэгга θ_b , уменьшается в "е" раз [31]:

$$z_{ext} = \frac{1}{\sigma} = \frac{\sin \theta_b}{2\lambda \cdot |C|} \frac{mc^2}{e^2} \frac{v}{|F_h|} \quad (27)$$

где σ - коэффициент экстинкции, C - поляризационный коэффициент, равный единице для σ -поляризации, c - скорость света, m и e - масса и заряд электрона, v - объем элементарной ячейки, отражающего кристалла, F_h - относительный структурный фактор выбранного отражения. Существенно заметить, что величина z_{ext} не зависит от λ . Для отражения (200) NaCl эта величина равняется 660 нм [31]. В целом глубина экстинкции для ближних отражений приблизительно на два порядка превышает глубину проникновения в эффекте полного внешнего отражения. Поэтому практическая ширина щели в волноводе-монохроматоре может заметно отличаться от расчетной, а его эффективность в сравнении с резонатором, использующим эффект ПВО, ожидается более низкой. Однако, она будет несопоставимо выше по

сравнению с обычным монохроматором Бонзе-Харта. По сути, явление возникновения стоячей волны в щели такого волновода-монохроматора является прямым аналогом эффекта Боррмана [32,33].

Применение плоского волновода для транспортировки пучков заряженных частиц и нейтронов

Для заряженных частиц и нейтронов, двигающихся со скоростями, существенно меньшими в сравнении со скоростью света, эквивалентная длина волны λ определяется их массой m и скоростью v :

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v} \quad (28)$$

где h - постоянная Планка. На основании таблицы 1 есть основания ожидать, что плоский щелевой волновод может быть эффективно использован для увеличения плотности и транспортировки без потерь пучков нейтронов и заряженных частиц в интервале длин волн $\lambda \geq 0.01$ нм. Следовательно, можно надеяться, что плоский волновод будет применим для пучков электронов с энергией $E \leq 15$ кэВ, а также нейтронов и протонов с энергией $E \leq 8$ эВ. Возможность использовать плоские щелевые волноводы для пучков этих частиц больших энергий не кажется очевидной. Однако, самые последние эксперименты, выполненные в НИИЯФ МГУ [35], связанные с исследованиями скользящего прохождения протонных пучков с энергией $0.1 \div 0.4$ МэВ вдоль полированной диэлектрической поверхности, показали, что воздействие на пучок перпендикулярно направленного электрического поля не приводило к появлению компоненты рассеяния этого пучка. Более того, приложенное поле вызывало изменение формы пучка от круглой к линейчатой. Поэтому пропускание пучка быстрых заряженных частиц через плоский волновод с диэлектрическими рефлекторами, возможно, будет приводить к "размазыванию" пучка по щели волновода. В то же время наличие заряда, по-видимому, может привести к появлению дополнительных факторов, которые придется учитывать при разработке подобных волноводов. Для транспортировки нейтронов с $E > 8$ эВ, вероятно, может оказаться полезным применение сверхпроводящих рефлекторов. При этом рефлекторы, естественно, не должны сдерживать ядер, имеющих высокое сечение поглощения нейтронов.

Заключение

Предложенная в работе модель возбуждения стоячей волны жесткого электромагнитного излучения в плоском щелевом волноводе является прямым следствием приложения теории интерференции волн к областям, размер которых значительно превосходит длину волны исходного излучения, но при этом еще не нарушаются условия когерентности. Одним из примеров практического воплощения идеи такого волновода является бесщелевой коллиматор рентгеновского излучения, удивительные свойства которого удалось понять лишь на основе концепции возбуждения стоячей рентгеновской волны. Сделанные оценки для величин максимальной и минимальной ширины щели, при которых обеспечивается возбуждение такой стоячей волны, указывают путь создания наиболее эффективных волноводов для конкретно выбранных условий. Весьма перспективным рентгено- и гамма-оптическим элементом является также и Брэгговский плоский волновод-монохроматор. Его применение, например, для нейтроно-дифракционных исследований приведет к революционным изменениям качества получаемой информации. Он также может быть использован для создания систем лазерной накачки жесткого рентгеновского и гамма-диапазона. Есть основания ожидать, что плоский волновод будет полезен для диагностических и технологических применений пучков электронов.

Следует еще раз заметить, что выбранная модель описания физики волновода является простейшей и игнорирует такие явления, как проникновение интерференционного поля в приповерхностные слои рефлекторов, сдвиг Гооса-Хенкен [19], монотонное изменение показателя преломления на интерфейсе вакуум-материальная среда [34] и некоторые другие эффекты. Однако даже проделанные упрощенные расчеты позволяют оценить свойства нового волноводного устройства. Выявленные особенности дают основание надеяться, что плоский щелевой волновод жесткого электромагнитного излучения может стать полезным дополнением для рентгенодифракционных и рентгеноспектроскопических исследований, а также для электронной, нейтронной и гамма-спектроскопии, а, возможно, и для ионопучковых технологий.

Таблица 1. Величины размеров щели D_{\min} и D_{\max} , допускающие возникновение стоячей волны в зазоре кварцевого волновода для ряда рентгеновских и ядерных излучений и значения сопутствующих параметров.

Излучение	E_0 (кэВ)	λ_0 (нм)	$\Delta\lambda$ (нм)	D_{\min} (нм)	D_{\max} (нм)	θ_c	$x_c(\theta_c)$ (нм)
$\text{CaK}_{\alpha 1}$	3.691	0.3358	$1.6 \cdot 10^{-4}$	21	176	0.46°	20
$\text{CrK}_{\alpha 1}$	5.414	0.2290	$1.03 \cdot 10^{-4}$	21	127	0.32°	28
$\text{FeK}_{\alpha 1}$	6.403	0.1936	$1.01 \cdot 10^{-4}$	21	93	0.27°	33
$\text{CoK}_{\alpha 1}$	6.929	0.1789	$0.81 \cdot 10^{-4}$	21	99	0.25°	35
$\text{CuK}_{\alpha 1}$	8.046	0.1541	$0.58 \cdot 10^{-4}$	21	102	0.21°	41
$\text{GeK}_{\alpha 1}$	9.885	0.1254	$0.43 \cdot 10^{-4}$	21	93	0.17°	48
$\gamma_{\text{m}}\text{Fe}^{57}$	14.39	0.0862	$0.28 \cdot 10^{-13}$	21	$6.6 \cdot 10^{10}$	0.12°	66
$\text{MoK}_{\alpha 1}$	17.476	0.0709	$0.29 \cdot 10^{-4}$	21	43	0.10°	83
$\text{AgK}_{\alpha 1}$	22.159	0.0559	$0.21 \cdot 10^{-4}$	21	21	0.077°	103
$\gamma_{\text{m}}\text{Sn}^{119}$	23.80	0.0521	$0.55 \cdot 10^{-13}$	21	$1.2 \cdot 10^{10}$	0.072°	110
$\gamma_{\text{m}}\text{Sb}^{121}$	37.15	0.0353	$1.17 \cdot 10^{-13}$	21	$2.7 \cdot 10^9$	0.047°	161
γ_{m}^{127}	59.0	0.0210	$0.89 \cdot 10^{-13}$	21	$1.2 \cdot 10^9$	0.030°	197
$\gamma_{\text{m}}\text{Hf}^{177}$	113.0	0.0110	$0.51 \cdot 10^{-16}$	21	$5.9 \cdot 10^{11}$	0.016°	170
$\gamma_{\text{m}}\text{Os}^{188}$	155.0	0.0080	$0.43 \cdot 10^{-13}$	21	$3.7 \cdot 10^9$	0.011°	156
$\gamma_1\text{Sr}^{85}$	514.0	0.0024	$0.25 \cdot 10^{-16}$	21	$5.8 \cdot 10^{11}$	0.003°	109
$\gamma_1\text{Cs}^{137}$	662.0	0.0019	$0.25 \cdot 10^{-12}$	21	$3.6 \cdot 10^6$	0.0026°	108
$\gamma_1\text{Zn}^{65}$	1112.0	0.0011	$0.2 \cdot 10^{-14}$	21	$1.5 \cdot 10^8$	0.0016°	89
$\gamma_1\text{Cu}^{64}$	7910.0	0.00016	$0.4 \cdot 10^{-11}$	21	$1.6 \cdot 10^3$	0.0002°	50

Литература

- [1] Н.Р. Klug, L.A. Alexander, X-Ray Diffraction Procedures, Wiley, New York, 1974.
- [2] W. Soller, Phys. Rev., v24, p. 158, 1924.
- [3] Д.М. Хейкер, Л.С. Зевин, Рентгеновская дифрактометрия, ГИФМЛ, Наука, М., 1963.
- [4] Schwenke H., Knoth J., Nucl. Inst.&Meth., v193, p. 239, 1982.
- [5] В.Н. Лосев, В.П. Краснолуцкий, Заводская лаборатория, №6, стр. 30, 1993.
- [6] E. Spiller, A. Segbller, Appl. Phys. Let., v24, #2, p. 60, 1974.
- [7] Y.P. Feng and all, Phys. Rev. Let., v71, #4, p. 537, 1993.
- [8] U. Bonse, M. Hart, Appl. Phys. Let., v7, #9, p. 238, 1965.
- [9] Э.К. Ковьев, Ю.А. Матвеев, Физика твердого тела, v23, #2, стр. 587, 1981.
- [10] Т.А. Мингазин, В.И. Зеленов, В.Н. Лейкин, ПТЭ, №1, стр. 229, 1981.
- [11] В.Н. Лейкин, Т.А. Мингазин, В.И. Зеленов, ПТЭ, №3, стр. 208, 1981.

- [12] В.Н. Лейкин, Т.А. Мингазин, В.И. Зеленов, ПТЭ, №6, стр. 33, 1984.
- [13] А.П. Зуев, Л.Г. Шабельников, Электронная промышленность, №5, стр. 59, 1990.
- [14] В.К. Егоров, А.П. Зуев, Б.А. Малюков, Известия ВУЗов, Цветная металлургия, №5, стр. 54, 1997.
- [15] В.А. Аркадьев, М.А. Кумахов, Поверхность (физ. хим. мех.), №10, стр. 25, 1986.
- [16] М.А. Kumakhov, F.F. Komarov, Physics Reports (Review section of Physics Letters), v191, #5, p.289, 1990.
- [17] М.А. Блохин, Физика рентгеновских лучей, Наука ГИФМЛ, М., 1957.
- [18] R. Klockenkamper, Total-Reflection X-Ray Fluorescence Analysis, Wiley, New York, 1997.
- [19] Х.Г. Унгер, Планарные и волоконные оптические волноводы, М., Мир, 1980).
- [20] V.K. Egorov, O.S. Kondratiev, A.P. Zuev, E.V. Egorov, Advances in X-Ray Analysis, v43, p. 406, 2000.
- [21] М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, Изд. Наука, ГРФМЛ, М., 1973.
- [22] M.J. Bedzyk, G.M. Bommarito, J.S. Schildkraut, Phys. Rev. Letters, v69, #12, p. 1376, 1989.
- [23] Л.И. Миркин, Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов, М., Наука ГИФМЛ, стр. 22, 1961.
- [24] В.К. Егоров, А.П. Зуев, О.С. Кондратьев, Е.В. Егоров, Поверхность (рент. синх. нейтр.), №6, стр. 27, 2001.
- [25] Интегральная оптика, под ред. Т. Тамира, М., Мир, стр. 61, 1978.
- [26] V.K. Egorov, A.P. Zuev, O.S. Kondratiev, E.V. Egorov, Report on Conference TXRF-2000, Atominstutute, Vienna, Austria, September 25-29, 2000, Abstract book, p. 47.
- [27] Н. Харрик, Спектроскопия внутреннего отражения, Мир, М., 1970.
- [28] В.К. Егоров, А.П. Зуев, Е.В. Егоров, Заводская лаборатория, №3, том 67, стр. 3, 2001.
- [29] W. C. Marra, P. Eisenberger, A.Y. Cho, J. Apply Phys, v50, #11, p. 6927, 1979.
- [30] B.W. Batterman, Phys. Rev., v133, #3A, p. A759, 1964.

- [31] R.W. James, Dynamical Theory of X-Ray Diffraction, Sol. State Phys., v15, Academic Press, New York, p. 53, 1963.
- [32] J. Borrmann, Phys. Z., v127, p. 297, 1950.
- [33] В.И. Иверонова, Г.П. Ревкевич, Теория рассеяния рентгеновских лучей, М. МГУ, гл. 12, 1978.
- [34] M. Gasgnier, L. Nevot, Phys. stat. Sol. (a), v66, p. 525, 1981.
- [35] Л.А. Жилияков, А.В. Костановский, Г.А. Иферов и др., Тезисы докладов 31 Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, М. МГУ, стр. 22, 2001.

Применение волновода-резонатора рентгеновского излучения для дифрактометрии и рентгенофлуоресцентного анализа

Первые попытки создания волноводов рентгеновского излучения были сделаны более четверти века назад [1]. Первоначально эти устройства разрабатывались на основе многослойных материальных структур по образцу и подобию плоских оптических волноводов, в которых в качестве волноводной среды использовались материалы с малым атомным номером (Be, C, BN) и относительно низким коэффициентом поглощения рентгеновского излучения. Рефлекторами в них обычно служили пленки тяжелых металлов. Такие структуры действительно проявили некоторые волноводные свойства, но так и не возымели серьезной практической значимости. Параллельно с многослойными материальными волноводами начала развиваться концепция так называемых "бесщелевых коллиматоров" [2], основанная на экспериментальном наблюдении прохождения рентгеновских пучков между двух плотно сжатых полированных поверхностей. При этом наиболее удивительным оказался факт сравнимости интенсивностей первичного пучка рентгеновского излучения и пучка на выходе бесщелевого коллиматора длиной 100÷150 мм [3]. Несмотря на отсутствие сколь-нибудь вразумительного объяснения высокой транспортной эффективности бесщелевых коллиматоров для пучков рентгеновского излучения, эта концепция нашла некоторое практическое применение в рентгенофлуоресцентном анализе при полном внешнем отражении возбуждающего рентгеновского пучка РФА ПВО [4]. Проведенные оценки показали, что пределы обнаружения примесных элементов в РФА ПВО спектрометре, снабженном бесщелевым коллиматором, оказываются на 1-2 порядка ниже в сравнении с аналогичным спектрометром, построенном по классической схеме, при одинаковой мощности источника рентгеновского излучения [5]. Следовательно, можно было ожидать, что бесщелевой коллиматор создает пучки на 2-3 порядка превышающие по плотности излучения обычные схемы формирования рентгеновских пучков. Прямые расчеты, проделанные в работе [6], показали, что модель многократного полного отражения [7] не может быть ответственной за высокую эффективность формирования и транспортировки рентгеновского

излучения бесщелевым коллиматором. Особые свойства такого рентгеновского коллиматора удалось понять на основе волноводно-резонансной модели транспортировки излучения в плоском узком протяженном канале [8]. В данной работе приводятся экспериментальные данные, позволяющие оценить возможности практического применения плоского рентгеновского волновода-резонатора в дифрактометрии и рентгенофлуоресцентной спектроскопии.

Свойства и особенности ПРВР

Плоский рентгеновский волновод-резонатор представляет собой узкую протяженную щель, образованную плоскими гладкими диэлектрическими пластинами, расположенными на расстоянии s , величина которого должна укладываться в интервал [8]:

$$\sqrt{\frac{\pi m c^2 A}{2 e^2 N Z' \rho}} \leq s \leq \frac{\lambda^2}{4 \Delta \lambda} \quad (1)$$

где e и m являются зарядом и массой электрона, c - скорость света, N - число Авогадро, Z' и A - эффективный заряд и масса атомов материала рефлекторов, а ρ - его плотность, λ и $\Delta \lambda$ длина волны транспортируемого излучения и степень его монохроматичности. Соотношение (1) формально представляет условие образование интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем щелевом пространстве волновода-резонатора. Изменение интенсивности рентгеновского пучка, захваченного и транспортируемого волноводом, определяется основным уравнением волновода-резонатора [8]:

$$W(x) = W_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

где μ представляет собой линейный коэффициент поглощения материала рефлектора. Параметр α является неявной функцией длины волны падающего излучения, свойств материала рефлектора, угла падения рентгеновского пучка и ширины щели волновода-резонатора. Волновод-резонатор способен захватывать рентгеновское излучение в угловом интервале $\Delta \theta \leq 2\theta_c$, где θ_c является углом полного внешнего отражения захватываемого излучения с длиной волны λ на плоской поверхности материала рефлекторов. Углы захвата и выхода излучения из канала волновода одинаковы. Волновод-резонатор может рассматриваться как некоторое подобие фильтра рентгеновского излучения, поскольку при выбранной координате x , ширине щели и материале рефлекторов, с одной

стороны, излучение со спектральными параметрами, не отвечающими соотношению (1), транспортируется щелью не по резонансному механизму, т.е. испытывает значительное ослабление, и с другой - излучение с длинами волн, близкими к краям поглощения элементов, составляющих рефлекторы, практически полностью ими поглощаются. Размер пучка на выходе волновода-резонатора соответствует размеру рентгенопроводящей щели и обычно близок к $0.1 \text{ мкм} \times 10 \text{ мм}$.

ПРВР крайне критичен к наличию макро и микронеоднородностей на поверхности рефлекторов, а также их отклонению от параллельного расположения. Наибольшей практической проблемой является появление локальных поверхностных напряжений, возникающих в процессе полировки отражающих поверхностей.

Установка для тестирования пучков, сформированных ПРВР

Основным узлом установки для тестирования волноводов-резонаторов являлся модифицированный трехкружный гониометр HZG-4. Главной задачей модификации гониометра являлось существенное расширение диапазона установочных радиусов для позиционирования его сцинтилляционного счетчика. В настоящее время радиус установки счетчика может меняться от 100 до 500 мм. Для значительного снижения вклада высокоэнергетических компонент в суммарный сигнал детектора, сцинтилляционный счетчик был укомплектован сцинтилляционным кристаллом NaI (Tl) толщиной 0.1 мм. Такой кристалл характеризуется 100% регистрацией квантов с энергией $E \leq 10 \text{ кэВ}$. Для повышения стабильности спектрометрического тракта он был полностью собран из спектроскопических блоков стандарта NIM фирмы Ortec. Постоянная времени формирования импульса была выбрана $\tau = 0.5 \text{ мксек}$, что позволяло эксплуатировать тракт регистрации в линейном режиме вплоть до нагрузок $1 \cdot 10^5 \text{ имп/сек}$. Блок схема установки представлена на рисунке 1.

Дифрактометр позволяет проведение непрерывного и пошагового сканирования с минимальным шагом $\delta\omega = 0.0005^\circ$ [$\delta(2\theta) = 0.001^\circ$]. Ширина минимальной штатной приемной щели 0.1 мм. Оптическая схема гониометра позволяет работать с пучками высотой $1 \div 10 \text{ мм}$. Стандартные узлы формирования и приема излучения снабжены горизонтальными щелями Соллера, которые обеспечивали вертикальную расходимость пучков менее 2° . В качестве источника рентгеновского излучения

использовалась трубка БСВ-24 с медным анодом и размером фокуса 1×10 мм². Угол отбора излучения был близок к 6° .

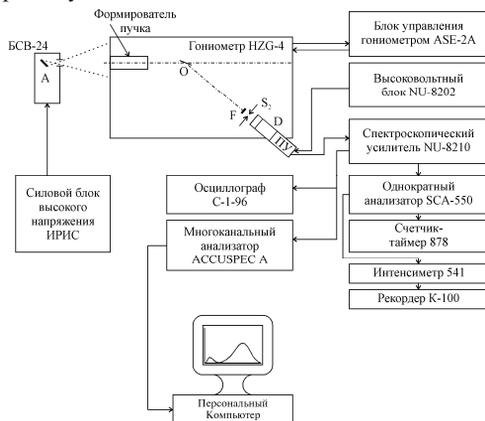


Рисунок 1. Блок-схема установки для проведения исследований формы и спектрального состава рентгеновского пучка, сформированного волноводом-резонатором.

Исследования рентгеновских пучков, сформированных ПРВР

Эффективность применения ПРВР в качестве устройства формирования пучка рентгеновского излучения была изучена на основе сравнительного анализа пучков, сфокусированных однощелевой обрезанной системой и полученных на выходе волновода-резонатора. Положение волноводно-резонансного блока в оптической схеме гониометра было выбрано из соображений удобства его юстировки. Геометрические схемы щелевой и волноводно-резонансной формирования пучка показаны в верхней части рисунка 2. Измерения для щелевой системы формирования были выполнены с использованием трех щелей с шириной просвета 0.1; 0.25 и 0.5 мм. Расстояние между положением проекции фокуса трубки и щелью детектора составляло 470 мм. Ширина щели коллиматора детектора равнялась 0.1 мм. Эта ширина соответствовала угловому повороту счетчика $\delta(2\theta) \approx 0.02^\circ$ и сканирование счетчика выполнялось именно с таким шагом. Измерения, связанные с тестированием рентгеновских пучков, сформированных щелевой системой или волноводно-резонатором выполнялись в условиях настройки одноканального спектрометра на пропускание импульсов, соответствующих только характеристическому излучению $\text{CuK}_{\alpha,\beta}$.

В нижней части рисунка 2а показаны типичные угловые распределения интенсивности рентгеновских пучков, сформированных щелевой системой. Огибающая, соответствующая наиболее широкой из используемых щелей ($S_1=0.5$ мм) позволяет сделать оценку реальной интенсивности характеристической составляющей рентгеновского пучка, излучаемого анодом рентгеновской трубки при $U_a=20$ кэВ и $I=10$ мА. Принимая во внимание, что площадь окна щели детектора составляет 1 мм^2 (0.1×10 мм) и коэффициент ослабления поглотителя $K=200$, можно рассчитать плотность интенсивности характеристической составляющей на расстоянии 450 мм от окна трубки: $W=2 \cdot 10^7$ квантов/см²сек. Сопоставление огибающих углового распределения интенсивности пучка, полученных при различных ширинах окон ограничивающих щелей показывают, что оптимальная ширина щели близка к 0.25 мм (угловая ширина пучка $\Delta 2\theta=0.21^\circ$). Щелевая система обеспечивает угловое распределение в пучке, близкое к треугольной форме.

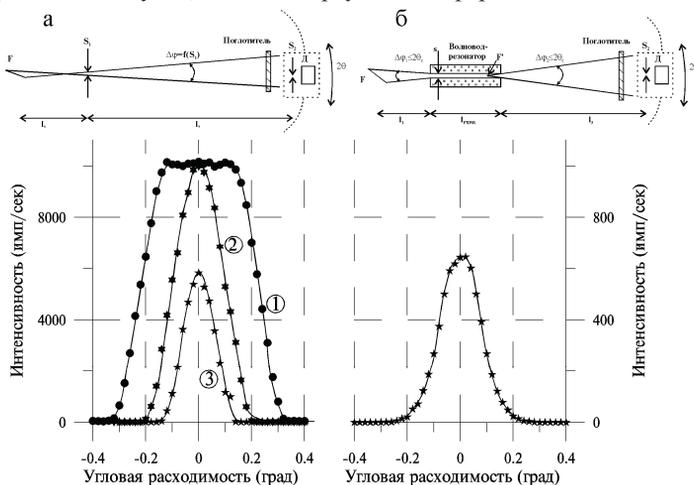


Рисунок 2. (верх) Геометрии проведения измерений для анализа рентгеновского пучка, сформированного обычной щелевой системой (а) и пучка на выходе кварцевого плоского волновода-резонатора длиной 100 мм, имеющего щель шириной 88 нм (б), $l_1=90$ мм, $S_2=0.1$ мм в обеих геометриях, $l_2=395$ мм, $l_3=295$ мм. (низ) Распределение интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных щелевой системой (а) 1 - $S_1=0.5$ мм; 2 - $S_1=0.25$ мм; 3 - $S_1=0.1$ мм. Распределение интенсивности в рентгеновском пучке на выходе волновода -резонатора (б). Режим Cu анода трубки $U=20$ кэВ, $I=10$ мА.

Распределение интенсивности характеристической составляющей пучка, сформированного плоским рентгеновским волноводом-резонатором длиной 100 мм, имеющего протяженную щель шириной 88 мм и высотой 10 мм, показано в нижней части рисунка 2б. Геометрия позиционирования волновода показала в верхней части рисунка. Сравнение полученных огибающих показывают, что интегральная интенсивность пучка на выходе волновода-резонатора сравнима с интегральной интенсивностью пучков, сформированных щелевой системой.

Форма огибающей углового распределения интенсивности для пучка, образовавшегося после ПРВР, близка к Гауссовой. Такая форма огибающей по-видимому связана с тем, что рентгеновский пучок на выходе волновода-резонатора формирует не только волноводная щель устройства, но и края рефлекторных пластин, поскольку проникающее в материал рефлекторов экспоненциально убывающее поле распространяется на всю их толщину. Реальная угловая ширина пучка, сформированного ПРВР в выбранной геометрии, оказалась равной $\Delta(2\theta)=0.18^\circ$.

Оценка плотности рентгеновской радиации внутри щели волновода-резонатора и непосредственно вблизи его выходного среза может быть выполнена путем сравнения интегральной интенсивности пучка, сформированного ПРВР и щелевой системой. Сравнительные расчеты показывают, что интегральная интенсивность пучка, сформированного ПРВР, эквивалентна интенсивности пучка, прошедшего через ограничивающую щель шириной около 0.015 мм. Поскольку приведенная линейная ширина такого пучка в точке, соответствующей положению выходного среза волновода-резонатора, составит 0.06 мм, прямая пропорция показывает, что плотность излучения в этой точке в пучке на выходе ПРВР в 680 раз выше по сравнению с эквивалентным по интегральной интенсивности пучком, сформированном щелевой системой. На входе волновода-резонатора пучок сжимается приблизительно в 120 раз.

Геометрия экспериментов, выполненных с ПРВР, не оптимизировалась ввиду наличия конструктивных трудностей. Максимальная интенсивность рентгеновского пучка на выходе ПРВР при выбранном режиме трубки может быть достигнута при специальном позиционировании волновода-резонатора относительно положения

проекции ее фокуса. Поскольку максимальная угловая ширина пучка, захватываемого волноводом-резонатором, равна удвоенному значению критического угла ПВО излучения CuK_α на SiO_2 , оптимальное по интенсивности положение ПРВР относительно проекции фокуса трубки будет соответствовать расстоянию, при котором угловая ширина проекции фокуса составит 0.42° . При таком позиционировании расстояние между проекцией фокуса и входным срезом волновода-резонатора составило бы 25 мм (фактически впрыток к окну трубки). В этом случае интенсивность рентгеновского пучка у его выходного среза возрастет более чем на порядок. Однако, его угловая ширина превысит расходимость пучка в измерениях, иллюстрируемых рисунком 2б, и будет составлять $0.42^\circ (2\theta_c)$.

Особый интерес представляет экспериментальное исследование спектра рентгеновского пучка, сформированного ПРВР. Ввиду высокой интегральной интенсивности такого пучка, изучение его спектра целесообразно выполнять с помощью кристалла-анализатора. На рисунке 3 показаны дифрактограммы совершенного монокристалла $\text{SiO}_2 (10\bar{1}1)$, полученные для интервала углов $2^\circ \leq \theta \leq 14^\circ$, в условиях формирования пучка с помощью ПРВР при ускоряющих напряжениях 20 и 40 кэВ. Поскольку в этом угловом интервале при изменении длины волны падающего излучения в достаточно широких пределах (до появления отражения следующего порядка) монокристалл кварца выбранной ориентации характеризуется единственным отражением, он может быть использован в качестве диспергирующего элемента. Естественно, что при изучении спектрального состава излучения верхний порог дискриминатора одноканального анализатора должен быть открыт полностью. Таким образом, полученные дифрактограммы некоторым образом представляют собой спектральные распределения интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных кварцевым волноводом-резонатором с шириной щели 88 нм. Такая ширина щели, согласно соотношению (1), должна обеспечивать резонансное прохождение излучения с энергией $E < 9$ кэВ.

Спектральное распределение, полученное при напряжении на аноде трубки $U=20$ кэВ, представляет собой два интенсивных пика $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ и CuK_β и фоновую составляющую, интенсивность которой в интервале энергий $E > 9$ кэВ заметно ниже, чем в области энергий $E < 9$ кэВ. Выполнение измерений при таком значении напряжения на аноде важно тем, что в этом случае вклад от отражения $(20\bar{2}2)$ в угловой интервал

$\theta < 11^\circ$ в принципе невозможен, поскольку в белом спектре практически не присутствует вклад с $E > 17$ кэВ. Спектр, полученный при этом напряжении на аноде, характеризуется монотонным снижением интенсивности фоновой составляющей по мере увеличения энергии кванта от 9 до 20 кэВ.

Рентгеновский спектр, полученный при напряжении на аноде $U=40$ кэВ, также характеризуется наличием двух интенсивных пиков $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ и CuK_{β} . Однако кроме них в угловом интервале, соответствующим энергетической области 20÷40 кэВ наблюдается широкий малоинтенсивный пик. Фоновая составляющая в интервале энергий 9÷20 кэВ также менее интенсивна в сравнении с энергетическим интервалом $E < 9$ кэВ. Однако энергетическая зависимость фоновой составляющей в энергетическом интервале 9÷20 кэВ оказывается резко отличающейся от этой зависимости, полученной в условиях низкого ускоряющего напряжения на аноде трубки (20 кэВ). Во всем этом интервале величина интенсивности фона остается постоянной. При напряжении на аноде трубки 40 кэВ во всем этом интервале возможно появление вклада от отражения второго порядка, однако, величина этого предполагаемого вклада должна монотонно уменьшаться с уменьшением угла отражения.

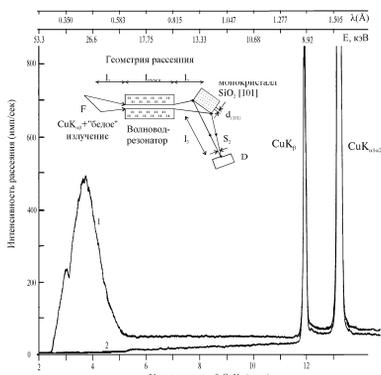


Рисунок 3. Дифрактограмма, полученная для кристалла-анализатора SiO_2 ($10\bar{1}1$) на дифрактометре HZG-4, оснащенный кварцевым волноводом-реонатором длиной 100 мм, ширина щели которого составляла 88 нм. $\ell_1=75$ мм, $\ell_2=60$ мм, $\ell_3=235$ мм, $S_2=0.1$ мм. Сверху представлены вспомогательные энергетическая и длинноволновая шкалы, позволяющие представить угловое положение линии ($10\bar{1}1$) кварца при брэгговском отражении излучения с выбранной длиной волны (энергии). Режим Си анода трубки (1) 40 кэВ, 10 мА; (2) 20 кэВ, 10 мА.

Полученные дифрактограммы-спектрограммы качественно подтверждают следствия модели волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения в узкой протяженной щели. В кварцевой щели шириной 88 нм рентгеновское излучение с энергией $E < 9$ кэВ распространяется резонансным образом. Следовательно, для характеристической линии $\text{CuK}_{\alpha,\beta}$ можно ожидать прохождения волновода практически без ослабления. Разная интенсивность фона до и после энергетической границы $E = 9$ кэВ также не противоречит этой модели. Возрастание интенсивности отражения в области энергий 20÷40 кэВ, по-видимому, связано с ростом эффективности механизма многократного полного отражения для этой энергетической области ввиду значительного понижения коэффициента поглощения кварца для рентгеновских лучей этих длин волн [9]. Проведение количественных оценок на основании полученных данных затруднительно.

Для проведения на нашей установке количественного анализа спектров пучков, образованных ПРВР, необходимо использовать в детекторном блоке более толстый сцинтилляционный кристалл $[\text{NaI}(\text{Tl}) \text{ } \varnothing 20 \times 20 \text{ мм}]$, который бы позволил регистрировать рентгеновские кванты во всей интересующей нас энергетической области со 100% эффективностью, а также применять другой кристалл-анализатор, например монокристалл Si или Ge с ориентацией [111], поскольку данные кристаллы характеризуются наличием следующего по порядку отражения относительно (111) с величиной межплоскостного расстояния в четыре раза меньшей. В этом случае есть основания ожидать, что при соответствующем подборе геометрии измерений удастся провести прямые сопоставления спектров рентгеновских пучков до и после волновода-резонатора.

Применение ПРВР для дифрактометрических исследований

Высокая интегральная интенсивность пучка рентгеновского излучения на выходе плоского волновода-резонатора позволяет поставить вопрос о принципиальной возможности использования такого пучка для дифрактометрии. Пучок на выходе волновода имеет размер около $0.1 \text{ мкм} \times 10 \text{ мм}$. Его горизонтальная расходимость не превышает $\Delta\varphi = 2\theta_c$, а вертикальная - 6° . Проведенные измерения показали, что рентгеновский пучок, сформированный волноводом-резонатором действительно может

быть применен в дифрактометрии. На рисунке 4 представлен фрагмент дифрактограммы эпитаксиальной структуры $\text{Ge}_{0.23}\text{Si}_{0.77}$ (100 нм)/Si [100], характеризующейся отсутствием леса дислокаций соответствия на границе раздела пленка-подложка, но частичным сбросом упругих напряжений за счет термоимплантационной обработки [10]. На фрагменте дифрактограммы отчетливо видны линии $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ и CuK_{β} , соответствующие отражению (400) подложки и аналогичные линии, характеризующие пленочное покрытие. Кажется не лишним заметить, что измерения выполнены при режиме работы трубки: $U=20$ кэВ, $I=10$ мА. При этом аппаратное разрешение кажется вполне приемлемым. На врезке рисунка показана геометрия измерений. Это геометрия была подобрана экспериментально, исходя из критерия достижения наилучшего разрешения линий $\text{CuK}_{\alpha 1}$ и $\text{CuK}_{\alpha 2}$ подложки. Интересно отметить, что практически эта же геометрия оказалась оптимальной при тестировании тонких поликристаллических пленок в условиях формирования рентгеновского пучка волноводом-резонатором [11].

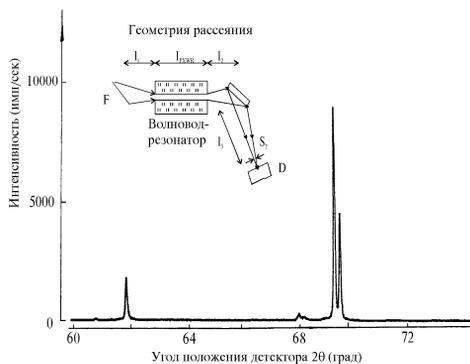


Рисунок 4. Фрагмент дифрактограммы полученной на дифрактометре HZG-4, оснащенный волноводом-резонатором, тонкопленочной эпитаксиальной мишени $\text{Ge}_{0.23}\text{Si}_{0.77}$ (100 нм)/Si [100], после ее термоимплантационной обработки ионами Si^+ . $l_1=75$ мм, $l_2=60$ мм, $l_3=160$ мм, $S_2=0.1$ мм. Режим Cu анода трубки $U=20$ кэВ, $I=10$ мА.

Взаимное положение фокуса трубки, волновода-резонатора, отражающего кристалла и щели детектора, оказавшееся наиболее оптимальным с точки зрения углового разрешения дифрактометра, на первый взгляд кажется довольно странным. Оптимальные условия измерения в отсутствии волновода-резонатора должны соответствовать

равенству расстояний от фокуса трубки и от щели детектора до центра тестируемой мишени O [12]. Для нашего дифрактометра это расстояние равно 235 мм. Включение волновода-резонатора в рентгенооптическую систему дифрактометра можно представить как фактическое перемещение фокуса трубки из позиции F в положение F' , которое в нашем случае характеризуется расстоянием до центра мишени ≈ 60 мм. Среднее арифметическое этих двух величин (≈ 150 мм) оказывается подозрительно близким к расстоянию, оказавшемуся оптимальным для проведения конкретных измерений. Поэтому, кажется вполне разумным предположить, что экспериментально выявленный оптимум положения щели детектора относительно исследуемой мишени, является компромиссным значением. Геометрия съемки не соответствует условиям Брегга-Брентано [12], однако она все-таки является фокусирующей. Таким образом, наличие очевидного оптимума в положении щели детектора относительно центра исследуемой мишени дает основание полагать, что действительно правильная, а не компромиссная фокусировка может быть достигнута в симметричной волноводно-резонансной геометрии. В настоящее время проводятся работы по модернизации нашей экспериментальной установки.

Помимо направления, связанного с симметризацией схемы дифрактометра, которая имеет в своем составе волновод-резонатор, использующий явление полного внешнего отражения, идут работы по реализации многощелевого ПРВР. Выходные пучки каждой щели такого волновода не будут когерентны между собой, поэтому можно ожидать, что увеличение числа щелей будет в интервале размеров, не превышающих ширину проекции фокуса трубки, приводить к пропорциональному возрастанию интегральной интенсивности пучка при одновременном увеличении его ширины. Конечно, создание многощелевого волновода-резонатора в условиях высокой их коллинеарности является сложной и трудоемкой технологической задачей.

РФА ПВО спектроскопия с применением волновода-резонатора

Спектроскопия рентгенофлуоресцентного анализа при полном внешнем отражении возбуждающего пучка рентгеновского излучения (РФА ПВО) в последнее время достигла статуса стандартного сверхвысокочувствительного метода элементной количественной

диагностики поверхности твердых тел и сухих остатков растворов [13]. На инструментальном мировом рынке имеется целый ряд РФА ПВО спектрометров, производимых европейскими и японскими компаниями [14]. Стандартная схема такого спектрометра [13] подразумевает наличие источника рентгеновского излучения, системы монохроматизации и коллимации пучка, системы юстировки мишени и блока регистрации вторичного излучения. Развитие техники бесщелевого коллимирования рентгеновского пучка [2-6] показало, что эти коллиматоры могут с успехом применяться в РФА ПВО спектроскопии. Рентгеновский пучок, используемый в таком спектрометре для возбуждения мишени, должен характеризоваться малой шириной, низкой расходимостью и высокой радиационной плотностью. Наличие монохроматизации излучения является не обязательным атрибутом РФА ПВО спектроскопии. Плоский рентгеновский волновод-резонатор формирует пучки, идеально подходящие для такого анализа. Более того, поскольку плотность излучения в несколько сот раз превосходит при идентичных режимах рентгеновского источника плотность пучков, используемых в РФА ПВО спектрометрах, которые построены по стандартной оптической схеме, есть все основания ожидать, что спектрометры с волноводно-резонансной схемой формирования пучка окажутся много эффективнее стандартных установок.

На рисунке 5 представлен РФА ПВО спектр эпитаксиальной пленочной мишени $\text{Ge}_{0.23}\text{Si}_{0.77}/\text{Si}$, фрагмент дифрактограммы которой приведен на рисунке 4. Геометрия проведения измерений показана на врезке. Источником излучения служила рентгеновская трубка БСВ-24 (Mo) с линейным фокусом размером 1×10 мм. Рентгеновский пучок для возбуждения мишени формировался кварцевым волноводом-резонатором длиной 70 мм и шириной щели 35 нм [15]. Использованный волновод транспортировал излучение $\text{MoK}_{\alpha,\beta}$ и более мягкое рентгеновское излучение резонансным образом. Поскольку при измерениях трубка использовалась в низком режиме ($U=25$ кэВ, $I=10$ мА), излучение, более жесткое, чем MoK_{β} , в спектре возбуждения мишени практически отсутствовало. Расстояние между проекцией фокуса анода трубки и входной щели волновода выбиралось оптимальным с точки зрения получения максимальной интенсивности пучка ($\ell=40$ мм). Однако оно

характеризовалось и максимально возможной его расходимостью $\Delta\theta=2\theta_c=0.21^\circ$.

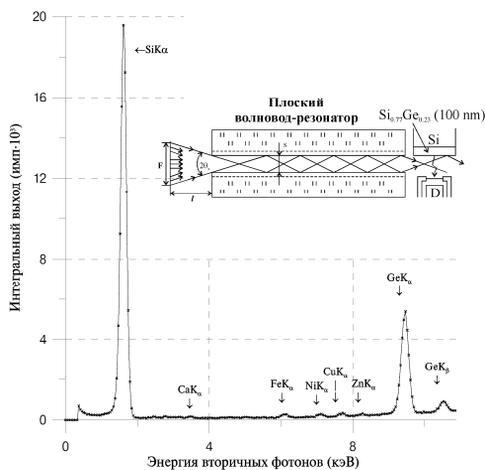


Рисунок 5. РФА ПВО спектр мишени $\text{Ge}_{0.23}\text{Si}_{0.77}/\text{Si}$ (100), зарегистрированный в геометрии, показанной на врезке. РФА ПВО приставка [15] оснащена кварцевым волноводом-резонатором с шириной щели $s=35$ нм и длиной 70 мм. Режим работы Мо анода трубки $U=25$ кэВ, $I=10$ мА. $\ell_1=40$ мм. Время набора спектра $\tau=300$ сек. Цена канала 16 эВ/канал.

Важной особенностью РФА ПВО спектроскопии, выгодно отличающей ее от стандартного рентгенофлуоресцентного анализа [16] при любом типе возбуждения вторичной рентгеновской флуоресценции, является наличие прямой пропорциональности между интенсивностью характеристических линий в спектре этой флуоресценции и числом атомов данного сорта в возбуждаемом приповерхностном объеме. Правда имеется некоторая неопределенность, связанная с выбором толщины возбуждаемого слоя, поскольку, вообще говоря, рентгеновский пучок при ПВО проникает в глубину образца на всю его толщину. Однако, поскольку интенсивность возбуждающего поля спадает по мере увеличения глубины экспоненциально, выбор толщины возбуждения не представляет существенной проблемы, составляя обычно несколько нанометров [17]. Кроме того, для количественного определения элементов в слое необходимо знать относительную эффективность возбуждения линии определяемого элемента (F) и эффективность регистрации данной линии детектором (ϵ). Содержание примесных элементов чаще всего определяется относительным методом, используя для нормировки

основной матричный элемент [4,5,13,17]. Для количественного определения содержания примесных элементов в приповерхностном слое мишени обычно используется простое соотношение [4]:

$$N_{ad} = N_M \frac{s_{ad} \cdot F_M \cdot \epsilon_M}{s_M \cdot F_{ad} \cdot \epsilon_{ad}} \quad (3)$$

где N_{ad} и N_M числа атомов примеси и матричного элемента в возбуждаемом объеме, s_{ad} и s_M - интенсивности пиков примеси и матричного элемента в РФА ПВО спектре за вычетом фона, F_{ad} и F_M - сечения возбуждения атомов примеси и матрицы, ϵ_{ad} и ϵ_M - эффективности регистрации рассматриваемых линий¹⁰. Прямые расчеты, выполненные на основании обработки спектра, который приведен на рисунке 5, показывают, что содержание основных примесных элементов в пленке составляет: $N(K)=2.7 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Ca)=2.4 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Fe)=3.5 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Ni)=1.3 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Cu)=1.4 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Zn)=6 \cdot 10^{10}$ ат/см². Аналитически важные значения пределов обнаружения элементов при выбранной геометрии и условиях измерений рассчитываются на основании парциальных вкладов фоновой составляющей в районе положения линии тестируемого элемента [18]. Для приведенного спектра величины этих параметров для разных элементов колеблются в интервале $(2 \div 5) \cdot 10^{10}$ ат/см².

Полученные результаты показывают, что применение волноводов-резонаторов для РФА ПВО спектроскопии крайне эффективно. Если учесть, что фирменное оборудование для РФА ПВО измерений крайне дорого, использование таких спектрометров с волноводно-резонансным способом формирования пучка в условиях современной России является единственно приемлемым. Однако для массового применения РФА ПВО спектрометров, снабженных волноводно-резонансными формирователями пучка еще необходимо решение некоторых технических вопросов [18].

Заключение

Экспериментальное изучение формы и спектрального состава пучка рентгеновского излучения, сформированного плоским кварцевым волноводом-резонатором, качественно подтверждает наличие волноводно-резонансного механизма распространения той части его спектра, которая

¹⁰Для сложных матриц, таких как $Ge_{0.23}Si_{0.77}$, необходимо применять более сложные соотношения [18].

соответствует соотношению (1). Для проведения количественных измерений и установления типа модовой структуры, реализуемой в щели волновода-резонатора, необходима существенная модернизация имеющегося оборудования и постановка некоторых измерений с использованием синхротронных пучков.

Приведенные примеры практического использования волноводно-резонансных формирователей для дифрактометрии и рентгенофлуоресцентного анализа при полном внешнем отражении возбуждающего пучка показывают высокую эффективность такого применения. Широта практического использования этих устройств еще более возрастет после нахождения надежных методов управления полем стоячей волны внутри щели волновода.

Благодарности

Авторы глубоко благодарны А.В. Охулкуву за активное обсуждение всех аспектов исследования и применения волноводов-резонаторов, В.Т. Волкову за изготовление волноводов-резонаторов, О.С. Кондратьеву за помощь при обработке результатов измерений, а также Е.В. Шулакову и И.А. Щелокову за интерес к экспериментальным исследованиям этих волноводов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фондом РФФИ (грант 01-03-33167) и Ital Structure Company (президент Mr. F. Pasty).

- [1] Spiller E., Segmuller A., *Appl. Phys. Letts.*, **1974**, v24, #2, 60-61.
- [2] Мингазин А.Т., Зеленов В.И., Лейкин В.Н., *Приборы и техника эксперимента*, **1981**, №1, 229-232.
- [3] Лейкин В.Н., Мингазин А.Т., Зеленов В.И., *Приборы и техника эксперимента*, **1984**, №6, 33-37.
- [4] Егоров В.К., Зуев А.П., Малоков Б.А., *Известия ВУЗов, Цветная Металлургия*, **1997**, 5, 54-69.
- [5] Егоров В.К., Зуев А.П., Кондратьев О.С., Егоров Е.В., *Поверхность (Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования)*, **2001**, 6, 27-36.
- [6] Egorov V., Kondratiev O., Zuev A., Egorov E., *Advances in X-ray Analysis*, **2000**, 43, 406-417.

- [7] Kumakhov M., Komarov F., *Physics Report, Review section of Physics Letters*, **1990**, 191, #5, 289-352.
- [8] Egorov V.K., Egorov E.V., *Discovery of a Planar Waveguide for an X-Ray Radiation*, Los Alamos e-print archive: <http://arxiv.org/list/physics.ins-det/recent/#0101059>, 2001.
- [9] Миркин Л. И., *Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов*, ГИФМЛ, М., **1961**, 863.
- [10] Vyatkin A.F., Egorov V.K., Zuev A.P., *Surface Investigation*, **2001**, 16, 861-873.
- [11] Egorov V.K., Egorov E.V., *Thin Solid Films*, **2001**, 398-399, 405-412.
- [12] Klug H.P., Alexander L.E., *X-ray Diffraction Procedure*, Wiley, New York, **1973**, 969.
- [13] *Handbook of X-ray Spectrometry, Methods and Techniques*, ed. By Van Grieken R.E., Markowicz A.A., Dekker, New York, **1993**, 453-489.
- [14] Ayala Jimenez R.E., *Spectrochimica Acta*, 2001, Part B56, 2331-2336.
- [15] Бильчик Т.В., *Дипломный проект "Разработка методики рентгенофлуоресцентного анализа ультрачистых загрязнений поверхностей"*, МИФИ, каф. Конструирования приборов и установок, **2001**, 73.
- [16] Жуковский А.Н., Пшеничный Г.А., Мейер А.В., *Высококочувствительный рентгенофлуоресцентный анализ с полупроводниковыми детекторами*, М. Энергоатомиздат, **1991**, 161.
- [17] Klockenkamper R., *Total Reflection X-ray Fluorescence Analysis*, Wiley: New York, **1997**, 245.
- [18] Егоров В.К., Зуев А.П., Егоров Е.В., *Заводская Лаборатория*, **2001**, 67, №3, 3-11.

Волновод-резонатор рентгеновского излучения как будущий конкурент синхротронных источников радиации

Существует два направления создания рентгеновских микропучков повышенной плотности: с помощью синхротронов [1] и рентгеновских поликапиллярных устройств [2]. С их помощью создаются пучки с сечением в несколько квадратных микрометров. Плотность потоков в пучках синхротронных источников третьего поколения, достигает величины $(1\div 2)\cdot 10^{17}$ фотон/см²сек [3]. На выходе поликапиллярных фокусирующих устройств плотность рентгеновских фотонов в пучке на $6\div 7$ порядков ниже¹¹. Однако и стоимость поликапиллярной оптики несравненно ниже стоимости постройки и эксплуатации синхротронов.

Кроме традиционных направлений создания рентгеновских микропучков, существуют и оригинальные способы их получения. Более 20 лет назад был предложен метод коллимирования излучения с помощью, так называемых рентгеновских бесщелевых коллиматоров (РБК) [5]. РБК представляет собой зазор между двумя плоскими полированными кварцевыми пластинами длиной $5\div 10$ см, плотно прижатыми друг к другу. Согласно предварительным исследованиям, если поместить входной срез такого устройства рядом с рентгеновским источником, то на его выходе появляется узкий малорасходящийся интенсивный рентгеновский пучок. Наши исследования показали что, как это не парадоксально, РБК действительно формирует такой пучок, и он применим для РФА ПВО спектроскопии [6,7]. В попытке объяснить высокую транспортную эффективность РБК мы начали систематические экспериментальные исследования свойств узких протяженных щелей, образованных плоскими полированными диэлектрическими рефлекторами в диапазоне частот рентгеновского излучения (РИ). Наиболее важной частью этих исследований явилось изучение влияния ширины щели на параметры пучка, формируемого подобным устройством, названным плоским рентгеновским волноводом (ПРВ).

¹¹Метод оценки плотности потока, создаваемого фокусирующей поликапиллярной линзой, использованный в работе [4], не корректен.

Волноводная ячейка рентгеновского излучения

Рефлекторы ПРВ изготавливались из плоских полированных кварцевых стекол размером $100 \times 33 \times 2.5$ мм³. Шероховатость их поверхностей соответствовала классу чистоты 146 (~5 нм). Размер макронеоднородностей не превышал 30 нм. Волноводы составлялись из двух рефлекторов, расположенных на фиксированном расстоянии друг от друга. Это расстояние задавалось толщиной металлических полосок, напылявшихся по краям одного из рефлекторов и контролировалось методом резерфордского обратного рассеяния (РОР) ионов He^+ .

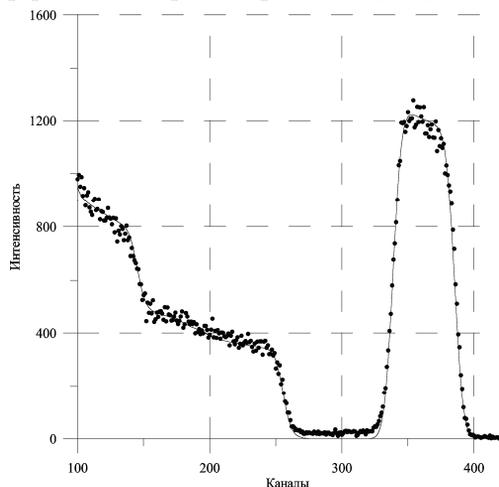
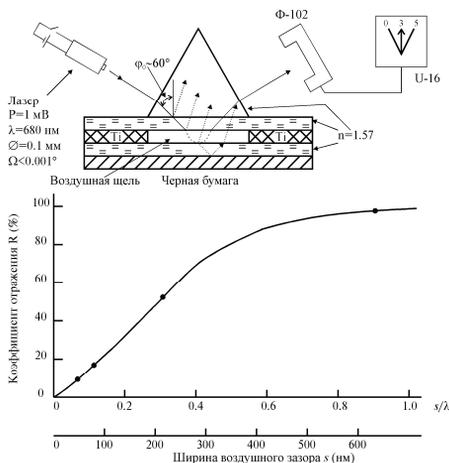


Рисунок 1. Экспериментальный и теоретический спектры РОР He^+ ($E_0=0.9$ МэВ) полученные для мишени Ti (105 нм)/ SiO_2 (570 нм)/ Si , представлявшей собой тестовый образец для процедуры напыления краевых полос волноводных рефлекторов. Цена канала 1.9 кэВ/канал.

На рисунке 1 показаны экспериментальный и теоретический спектры РОР одного из контрольных образцов, напылявшихся совместно с металлическими полосками по краям кварцевого рефлектора. Спектр получен в камере РОР КИ ионопучкового комплекса Сокол-3 ИПТМ РАН. Обработка спектра с помощью программного пакета RUMP показала, что толщина напыленного слоя Ti на подложке SiO_2/Si составляла 105 ± 2 нм. Аналогичные измерения выполнялись для всех рефлекторов, использованных в работе. В тоже время в течение подготовительного периода для нескольких приготовленных рефлекторов были выполнены

измерения, которые позволили оценить варьирование толщины напыляемых полосок по длине рефлектора. Такие измерения выполнялись на основе диагностики 10 мишеней SiO_2/Si размером 10×10 мм, располагавшихся по всей длине тестируемого рефлектора.

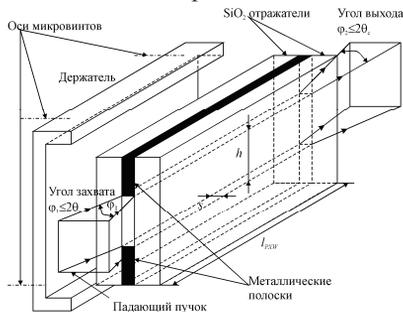
Контрольные мишени показали, что подобная методика напыления методом электронно-лучевого испарения Ti на установке L-560 фирмы "Leibold AG" обеспечивает однородность толщины покрытия на длине 100 мм на уровне $\pm 2\%$. Напылением краевых полос были приготовлены ПРВ с шириной щели от 43 до 6100 нм. Более широкие щели формировались с использованием калиброванных медных прокладок. Ширина напылявшихся металлических полосок составляла 11 мм.



Рисинок 2. (а) Схема прямых измерений ширины щели РБК методом нарушенного полного внутреннего отражения света. (б) Расчетная кривая [9], отнормирована с помощью ПРВР с известными размерами щелей (43, 88, 209 и 605 нм), $\lambda=680$ нм.

Ширина щели РБК определялась методом нарушенного полного внутреннего отражения оптического излучения [8]. Схема измерений и калибровочная кривая для определения ширины воздушного зазора s приведены на рисунке 2. Калибровочная кривая является теоретической функцией [9], поправленной с учетом экспериментальных данных для волноводов с известной шириной щели. Полученные данные показали, что ширина щели в РБК является нестационарным параметром и варьирует на длине 100 мм в интервале $0 \div 60$ нм. Следовательно, в первом приближении можно считать, что ширина его щели составляет $s=30 \pm 30$ нм.

Волноводная рефлекторная пара помещалась в дюралюминиевой держатель, снабженный четырьмя микровинтами (рис. 3) с пружинами для фиксации его положения относительно направляющей, устанавливаемой на рентгеновском гониометре вместо щелевого формирователя пучка. Микровинты обеспечивают наличие двух угловых и одной поступательной степеней свободы и позволяют производить точную юстировку ПРВ в рентгенооптической схеме гониометра.



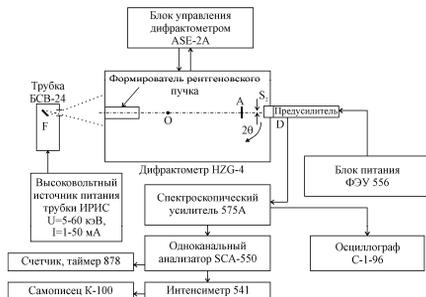
Рисинок 3. Устройство ПРВ с воздушной щелью. Внешняя крышка держателя не показана.

Экспериментальная установка

Блок-схема экспериментальной установки, использованной в работе, представлена на рисунке 4. Основным узлом установки для изучения распределения интенсивности РИ в пучках, сформированных различными рентгенооптическими системами, являлся дифрактометр HZG-4, модифицированный путем удлинения коромысла держателя детектора от 235 до 500 мм. В результате он мог использоваться и для дифрактометрии, и для прецизионного изучения распределения интенсивности излучения в первичных пучках.

HZG-4 позволяет проводить съемку, как в режиме непрерывного движения, так и путем прерывистого сканирования с минимальным шагом перемещения детектора $\delta(2\theta)=0.001^\circ$. Детекторный узел и щелевая система формирования укомплектованы щелями Соллера, обеспечивающими вертикальную расходимость первичного пучка менее 2° , такую же, как и ПРВ. В качестве источника РИ использовалась трубка с неподвижным анодом БСВ-24 (Cu). Размер фокального пятна на аноде составлял $1 \times 10 \text{ мм}^2$. Поскольку угол отбора излучения равнялся 6° , эффективная ширина фокальной области была близкой к 0.1 мм. Измерения распределения

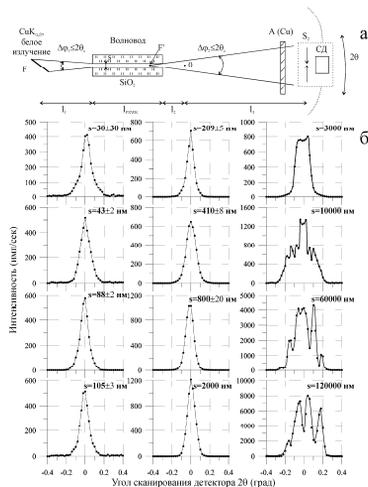
интенсивности осуществлялись с использованием ослабителя - медной фольги толщиной около 0.1 мм ($K=200$ для CuK_{α}).



Рисонок 4. Схема установки для исследований распределения интенсивности РИ.

РИ фиксировалось сцинтилляционным детектором с кристаллом NaI (Тl) толщиной 0.1 мм и диаметром 20 мм. Такая толщина обеспечивала 100% эффективность регистрации излучения $\text{CuK}_{\alpha,\beta}$ и ее существенное снижение для квантов с энергией $E > 10$ кэВ. Спектроскопическая цепь комплектовалась модулями системы NIM фирмы Ortec. Система регистрации нормально функционировала при нагрузках вплоть до 100 кГц.

Исследования распределения интенсивности излучения



Рисонок 5. Схема измерений распределения интенсивности в пучках, сформированных ПРВ (а). Экспериментальные огибающие распределения интенсивности (б).

В верхней части рисунка 5 показана схема проведения измерений распределения интенсивности в пучках, сформированных ПРВ. Расстояние между приемной щелью детектора S_2 и выходным срезом волноводов составляло 460 мм, а дистанция между фокусом трубки и входным срезом ПРВ равнялась 75 мм. Угловая ширина щели детектора соответствовала 0.005° , шаг сканирования $\Delta(2\theta)=0.01^\circ$. Спектроскопический тракт настраивался на пропускание импульсов только характеристического РИ.

В нижней части рисунка представлены распределения интенсивности в пучках, сформированных однощелевыми ПРВ с ширинами щелей в интервале $30 \div 120000$ нм. При $s < 2000$ нм огибающие представляют собой монопики с полушириной около $\Delta\varphi_2 \approx 0.15^\circ$. Геометрическое расположение ПРВ обеспечивало величину входной апертуры $\Delta\varphi_1 \approx 0.15^\circ$. Таким образом, наблюдалось равенство его входной и выходной апертур. При ширине щели $s \approx 3000$ нм огибающая распределения приняла форму двухкомпонентного пика с неразрешенными линиями. При больших размерах щелевого зазора распределение превратилось в многокомпонентную структуру с угловой шириной каждой компоненты около 0.1° при общей ширине распределения - 0.42° .

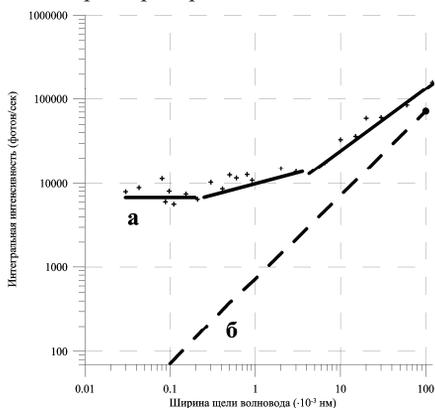


Рисунок 6. (а) Зависимость интегральной интенсивности пучка, сформированного ПРВ и (б) ожидаемая зависимость интенсивности прямого пучка от ширины протяженной щели.

На рисунке 6 приведена зависимость интегральной интенсивности пучков РИ, сформированных ПРВ, от ширины щелевого зазора (зависимость а). В области малых размеров щели $s \leq 100$ нм интегральная интенсивность практически не зависит от ее ширины. В интервале

200≤s≤2000 нм при увеличении ширины щели наблюдается слабый рост интенсивности. При s>3000 нм крутизна зависимости интегральной интенсивности пучка от ширины щели возрастает. Таким образом, имеется 3 интервала размеров щели ПРВ, в которых наблюдается различная функциональная зависимость интегральной интенсивности пучков РИ от ее ширины.

К настоящему времени общеизвестными являются два механизма распространения РИ, которые могут быть использованы для объяснения явлений в ПРВ с рефлекторами, материал которых характеризуется аморфной структурой, - свободное распространение излучения и многократное полное внешнее отражение (ПВО) пучка. Поэтому, если предположить, что пучок, сформированный ПРВ, состоит из нескольких независимых вкладов, то один из них должен представлять прямой пучок, проходящий через щель без взаимодействия с рефлекторами, а два других - отражать эффект многократного ПВО. Интегральные интенсивности этих вкладов прямо пропорциональны ширине щели волновода, по крайней мере в области размеров, не превышающих ширину проекции фокуса рентгеновской трубки. Следовательно, их зависимости от ширины щели описываются линейными функциями и проходят через нуль. На рисунке 6 показана такая зависимость интенсивности прямого пучка, построенная по двум точкам, соответствующим ширине щели волновода $s_1=0$ и $s_2=0.1$ мм (зависимость б). Для щели $s=0.1$ мм приведено экспериментальное значение интегральной интенсивности (методика определения указанной величины описана ниже). Утроенная зависимость интенсивности прямого пучка в интервале размеров $s>3000$ нм оказывается близкой к прямой, проведенной через экспериментально полученные точки. Таким образом, не вызывает сомнения, что при ширине щели кварцевого ПРВ $s>3000$ нм излучение CuK_α транспортируется им по механизмам свободного распространения и многократного ПВО. (Количество компонент в спектрах распределения в этом интервале размеров равняется 6. Это оказалось связанным с наличием двух пространственно разделенных активных зон в фокусе рентгеновской трубки. Поскольку ширина каждой зоны в проекции имела размер близкий к 0.05 мм, угловая ширина каждой компоненты в спектрах составляла 0.1° , т.е. соответствовала входной угловой апертуре ПРВ для каждой активной зоны.)

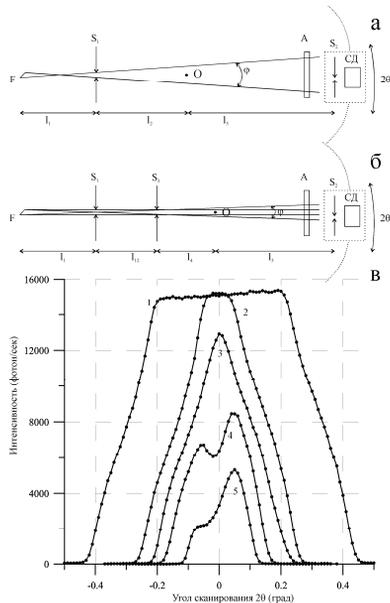


Рисунок 7. Схема измерений распределения интенсивности в пучке, сформированном однощелевым (а) и двухщелевым (б) обрезателями формирователями. (в) Огибающие распределений после однощелевого ограничителя с различной шириной щели: (1) $S_1=0.5$ мм; (2) $S_1=0.25$ мм; (3) $S_1=0.15$ мм; (4) $S_1=0.1$ мм и двухщелевого ограничителя с размерами щелей $S_1=0.1$ мм и $S_2=0.1$ мм. $l_1=75$ мм, $l_2=160$ мм, $l_3=400$ мм, $l_4=60$ мм.

В области сверхмалых размеров $s \leq 100$ нм интенсивность прямого пучка составляет величину менее 1% от измеренного значения. Вклады многократного ПВО по определению не могут превышать интенсивность прямого пучка, поэтому их значение также несоизмеримо с величиной интегральной интенсивности, определенной экспериментально. Более того, сама величина этой интенсивности оказывается независимой от ширины щели волновода, а огибающая распределения представляет собой монокомпоненту. Это дало основание полагать, что в области сверхмалых щелевых зазоров проявляется новый, неизвестный ранее, механизм распространения рентгеновской радиации, названный нами **механизмом волноводно-резонансного распространения РИ**, а такие ПРВ - **плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами (ПРВР)**.

В области размеров ширины щелевого зазора $200 \leq s \leq 2000$ нм наблюдается постепенная смена механизма волноводно-резонансного

распространения на совместный механизм свободного распространения и многократного полного внешнего отражения рентгеновского пучка.

Кажется интересным провести сравнение распределений рентгеновского радиации в пучках, сформированных плоскими волноводами, и системами, снабженными обрезвающими щелями. В верхней части рисунка 7 представлены схемы таких систем: с однощелевой (а) и двух щелевой (б) геометрия формирования пучка. Положения щелей в схеме (б) соответствует положению входного и выходного среза ПРВ. Однощелевая схема отличается высокой светосилой и заметной расходимостью. Вторая схема формирует почти параллельный пучок. Его интенсивность позволяет оценить вклад прямого пучка, который проходит через волновод по механизму свободного распространения (рис. 6, зависимость б). В нижней части рисунка представлены распределения интенсивности РИ в пучках, прошедших через однощелевую (1,2,3,4) и двухщелевую системы формирования (5). Сравнение экспериментальных данных, приведенных на рисунках 5 и 7, показывает, что интегральная интенсивность пучков, сформированных обрезвающей щелью, оказывается существенно выше, чем в пучках, образованных ПРВ. Однако, при сравнении плотности интенсивности РИ в этих пучках получается обратная картина. На рисунке 8 нанесены зависимости средней плотности интенсивности в пучках, сформированных ПРВ (а) и обрезвающей однощелевой системой (б). Зависимости приведены к положению выходного среза волновода. Плотность РИ при волноводном формировании пучка оказывается на $2\div 3$ порядка выше, чем после однощелевой системы. Это связано с тем, что щель ПРВ захватывает РИ в угловом интервале наблюдения источника, ограниченном значением $\Delta\varphi=2\theta_c$, где θ_c является критическим углом ПВО РИ на поверхности материала рефлектора.

Анализ зависимости плотности РИ от ширины щели при волноводном формировании пучка показывает, что ее максимальное значение соответствует резонансному прохождению излучения, причем абсолютный максимум достигается при применении РБК. Это не кажется парадоксальным, поскольку ширина зазора в бесщелевом коллиматоре оказывается наименьшей в наборе исследованных ПРВ. Однако может показаться совершенно непонятным, почему сверхузкая щель, которой мы приписываем волноводно-резонансный характер распространения РИ,

обладает эффективными транспортными свойствами, существенно превосходящими поликапиллярные рентгенооптические системы. (Поликапиллярные устройства характеризуются внутренним диаметром отдельных капилляров $d \sim (5 \div 20) \cdot 10^3$ нм, что соответствует прохождению РИ по механизмам прямого распространения и многократного ПВО.) С нашей точки зрения, высокая транспортная эффективность ПРВР связана с образованием однородного интерференционного поля рентгеновской стоячей волны во всем щелевом пространстве между рефлекторами [10].

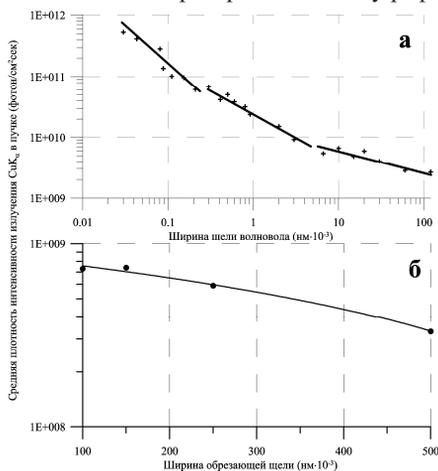


Рисунок 8. (а) Зависимость средней плотности интенсивности РИ в пучке, сформированном ПРВ, от ширины его щелевого зазора. (б) Зависимость средней плотности интенсивности РИ от ширины единственной обрезавшей щели. Результаты приведены для точки, соответствующей положению выходного среза ПРВ.

Модель резонансного распространения излучения

Известно, что при полном внешнем отражении плоской монохроматической волны рентгеновского излучения от плоского интерфейса, разделяющего вакуум и материальную среду, в вакууме над интерфейсом образуется интерференционное поле стоячей волны (рис. 9а) [11]. Размеры зоны интерференции определяются шириной пучка и степенью монохроматичности излучения [10]. Явление ПВО характеризуется проникновением РИ в материальную среду [12]. Интенсивность проникающего пучка экспоненциально спадает с увеличением глубины, достигая нуля на бесконечном удалении от интерфейса. Возбужденная материальная среда образует встречный поток

когерентного излучения, интенсивность которого оказывается максимальной вблизи интерфейса. Интерференция возбуждающего и встречного потоков образует интерференционную картину в материальной среде. Зона этой интерференционной картины, в отличие от интерференционного поля в вакууме, простирается на весь объем материала рефлектора, но ее амплитуда уменьшается с глубиной. Период стоячей волны в материале рефлектора изменяется соразмерно с величиной его показателя преломления [10].

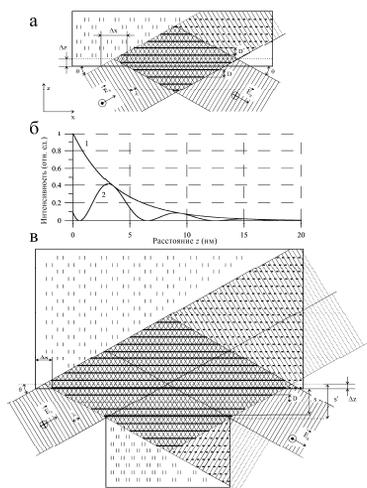


Рисунок 9. (а) Схематическое представление образования стоячих волн при ПВО плоской волны РИ от плоского материального интерфейса. (б) Кривые затухания интенсивности РИ в объеме рефлектора при ПВО без учета интерференционного члена (1) и с его учетом (2). (в) Возникновение однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в щелевом зазоре ПРВР. Δz - глубина проникновения, Δx - сдвиг Гуса-Хансен, s - ширина щели, s' - эффективная ширина щели, θ - угол падения, $D(D^*)$ - период стоячей волны в вакууме (в материале).

Возникновение интерференционного поля стоячих волн в материале рефлектора сказывается на значении коэффициента отражения при ПВО. При отсутствии поглощения коэффициент ПВО равен единице и проблема наличия или отсутствия стоячих волн в объеме материала становится чисто академической. В этом случае часть энергии пучка, потраченная на возбуждение атомов рефлектора в начальный момент времени, будет аккумулирована объемом материала. После выключения источника РИ она вновь будет отдана в пучок [13]. При наличии поглощения ситуация резко

меняется, и возникновение интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в объеме материала приобретет практическое значение. Если в простейшей модели ПВО полный фактор потерь представляется интегралом по всему объему рефлектора от экспоненциально спадающей функции, то при учете интерференции под интегралом окажется промодулированная экспоненциальная функция, период модуляции которой равен длине стоячей волны в материале [10]. Рисунок 9б демонстрирует влияние интерференции. Площадь под модулированной кривой по сравнению с исходной экспонентой уменьшается, фиксируя снижение потерь при отражении.

Потери еще более снижаются при многократном ПВО в плоской протяженной щели, если интерференционные поля отдельных отражений окажутся сфазированными, образовав однородное поле рентгеновской стоячей волны во всем пространстве щели и объемах рефлекторов (рис. 9в) [10]. В этом случае основная доля захваченного ПРВР излучения транспортируется стоячей волной внутри его воздушной щели и только небольшая часть движется в поверхностных областях интерфейсов, испытывая ослабление. Общее ослабление интенсивности пучка РИ, транспортируемого ПРВР, описывается выражением [10]:

$$W(x) = W_0 e^{-\alpha x} \quad (1)$$

где W_0 - интенсивность падающего РИ, $W(x)$ - интенсивность излучения на выходе ПРВ длиной x , μ - линейный коэффициент поглощения материала рефлекторов, α - сложная функция угла падения пучка, ширины щели, длины волны РИ и параметров материала рефлекторов [10].

Механизм снижения потерь при многократном сфазированном полном внешнем отражении пучка или что тоже самое, при возникновении в щели однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, по-видимому, может объясняться появлением достаточного возбуждения во всем объеме рефлекторов уже в результате первого акта отражения. При каждом последующем отражении у пучка будет отбираться энергии меньше, чем при предыдущем. Здесь, вероятно, уместна некоторая аналогия с эффектом Мессбауэра. Однократное полное отражение можно сопоставить с эффектом испускания фотона с долгоживущего уровня ядра свободного атома. Ядра свободных Мессбауэровских атомов характеризуются выходом гамма-квантов с энергией, существенно меньшей, чем расстояние между ядерными

уровнями. Ситуация кардинально меняется, когда испускание гамма-кванта происходит ядром Мессбауэровского атома, закрепленным в кристаллической решетке. В этом случае отдача воспринимается кристаллом как целым и гамма-квант покидает ядро с энергией, точно соответствующей значению ядерного перехода. Аналогичным образом может быть представлено и многократное сфазированное отражение рентгеновского пучка в щели волновода-резонатора. Можно предположить, что в случае многократного сфазированного отражения в рефлекторах достигается насыщение возбуждения и ослабление пучка при распространении в щели в условиях наличия однородного интерференционного поля почти не происходит.

Теоретическое рассмотрение показывает, что однородное интерференционное поле рентгеновской стоячей волны может возникать в ограниченном интервале размеров ширины щелевого зазора. Снизу этот размер лимитируется величиной критического угла ПВО. Сверху - длиной когерентности транспортируемого излучения. Исходя из этих критериев, можно показать, что волноводно-резонансное распространение РИ характерно для ПРВ, ширина щели которых попадает в интервал [10]:

$$\sqrt{\frac{\pi m c^2 A}{2 e^2 N Z' \rho}} \leq s_p \leq \frac{\lambda^2}{4 \Delta \lambda} \quad (2)$$

где c - скорость света, e и m - заряд и масса электрона, N - число Авогадро, A и Z' - атомная масса и эффективный заряд атомов, составляющих рефлекторы, ρ - плотность материала рефлекторов, λ - длина волны транспортируемого РИ, $\Delta \lambda$ - полуширина его волнового пакета.

Проблема выяснения модовой структуры пучков транспортируемого РИ требует проведения дополнительных исследований. В теории оптических волноводов принято, что их модовая структура дискретна [14]. На основе наших исследований можно предположить, что ПРВ характеризуется непрерывной модовой структурой. Простейшая теоретическая модель не дает оснований для таких заключений. Однако, она игнорирует ограниченность пучка, хотя очевидно, что в силу малой ширины щели допускается неточность [13]. Модель не отражает наличия продольного сдвига Гуса-Хансен, имеющего место при полном отражении волн любого типа [13]. И наконец, она не учитывает размытие интерфейса вакуум-среда, имеющего место даже для идеально гладких поверхностей. Ширина области, в которой коэффициент преломления монотонно

меняется, составляет около 10 нм [15], существенно превышая длину волны рентгеновского излучения ($\lambda \sim 0.1$ нм). Поэтому уточненные модели должны рассматривать интерфейс, как многослойную структуру.

Практическое применение волноводов-резонаторов

Важнейшими свойствами ПРВР являются малая ширина и расходимость пучка и высокая радиационная плотность. В силу этих особенностей волноводы-резонаторы уже сегодня находят применение в рентгенофлуоресцентном анализе при полном внешнем отражении возбуждающего пучка (РФА ПВО). РФА ПВО спектрометры, снабженные этими концентраторами излучения, характеризуются резким снижением пределов обнаружения элементов в пробе, при одновременном упрощении конструкции спектрометра и процедуры анализа [7,10,16]. Многообещающим является использование волноводов-резонаторов для дифрактометрии [17]. В стандартной фокусирующей геометрии их применение позволяет эффективно анализировать структуру и фазовый состав микрообъектов, а в геометрии скользящего падения - структуру поверхностного слоя исследуемых мишеней. Интересной особенностью ПРВР являются их фильтрационные свойства, вследствие которых обычный волновод-резонатор является пороговым фильтром по верхнему значению энергии пропускаемого излучения.

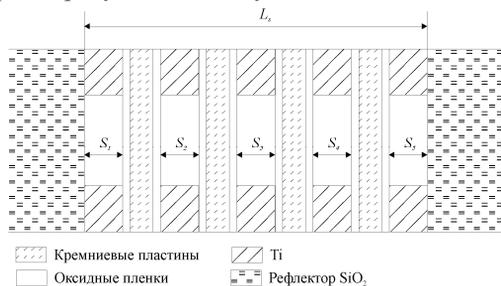


Рисунок 10. Конструкционная схема пятищелевого ПРВР (вид с торца устройства).

С практической точки зрения может представлять интерес конструкция многосщелевого волновода-резонатора. На рисунке 10 представлена конструкционная схема такого ПРВР, реализация которой легко доступна на современном технологическом уровне. В настоящее время на рынке представлены кремниевые пластины толщиной 8 мкм. Такие пластины могут быть окислены с каждой стороны до толщины

окисла $\sim 1 \div 2$ мкм. Далее на края с одной стороны каждой пластины наносится пленка Ti, толщиной которой будет определять ширину одного из получаемых щелевых зазоров. Ширина щелевой структуры всего устройства L_s будет складываться из толщин кремний-оксидных стенок и ширин рабочих зазоров. Для успешной работы такого устройства необходимо, чтобы ширина L_s не превосходила ширины проекции фокуса рентгеновского источника. Поскольку каждая щель многощелевого ПРВР функционирует независимо, возникновение интерференционной картины в общем выходном пучке такого устройства маловероятно.

Особый интерес представляет сравнение плотности потока, характерного для синхротронных источников РИ, и лабораторных установок, оснащенных ПРВР. Синхротронные установки третьего поколения позволяют получать пучки когерентного монохроматического излучения сечением $2 \text{ мкм} \times 5 \text{ мкм}$ со средней плотностью потока $(1 \div 2) \cdot 10^{17}$ фотон/см²сек [3]. На нашей установке сформирован пучок когерентного излучения CuK_α размером $40 \text{ нм} \times 10 \text{ мм}$ со средней плотностью около $4 \cdot 10^{11}$ фотон/см²сек (рис. 8) при параметрах режима трубки $U=20 \text{ кэВ}$, $I=10 \text{ мА}$ и неоптимальном позиционировании ПРВР относительно фокуса трубки. Оптимизация положения ПРВР и использование мощной трубки с вращающимся анодом позволит не менее чем на три порядка повысить плотность излучения в пучке. Специальная конструкция волноводов-резонаторов, разработанная нами, позволяет поднять плотность интенсивности выходного пучка приблизительно еще на порядок. Таким образом уже сегодня на лабораторных установках достижима плотность рентгеновских монохроматических пучков около $1 \cdot 10^{15}$ фотонов/см²сек. Более того, получены первые результаты, указывающие на наличие возможности управлять параметрами пучка на выходе ПРВР без потери его интегральной интенсивности [18]. Это дает основания полагать, что лабораторные источники РИ, оснащенные ПРВР, вскоре смогут напрямую конкурировать с синхротронами третьего поколения.

Заключение

Представленные результаты показывают, что кроме общеизвестных механизмов распространения РИ, существует механизм его транспортировки волноводно-резонансным способом. Этот механизм реализуется в ограниченном интервале размеров щелевого зазора,

образованного двумя плоскими полированными параллельно расположенными диэлектрическими рефлекторами. Он определяет высокую транспортную эффективность ПРВР. Для ПРВР свойственно равенство угла захвата РИ и угла раствора выходного пучка, причем оба они не могут превышать удвоенного значения критического угла ПВО используемых рефлекторов. Есть все основания ожидать, что волноводы-резонаторы могут быть использованы и для других типов излучения: в качестве эффективных транспортеров пучков гамма-квантов, пучков электронов, нейтроноводов-резонаторов, а, возможно, и концентраторов нейтринного излучения.

Помимо чисто научного значения, открытие волноводно-резонансного механизма распространения РИ представляет и значительную практическую ценность, поскольку на его базе уже сегодня созданы и функционируют рентгеноаналитические приборы нового поколения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ №01-03-33167 и №02-02-22009.

- [1] European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), Highlights 2001, eds. D. Cornuejols, G. Admans, Pont de Claix, Grenoble, 2002, 135 p.
- [2] M.A. Kumakhov, F.F. Komarov, Phys. Rep., v191, 1990, pp. 289-350.
- [3] A. Somogyi, M. Drakopoulos, B. Vekeman and others, The ID18F MicroProb End-Station at the ESRF, Report on EDXRS-2002, Berlin, Book of Abstract, p. 182.
- [4] S.S. Kazakov, S.V. Nikitina, A.V. Priladyshev, Proceeding of SPIE, v4155, Kumakhov Optics and Application, 2000, pp. 21-24.
- [5] В.Н. Лейкин, Т.А. Мингазин, В.И. Зеленев, ПТЭ, №6, 1984, стр. 33-37.
- [6] В.К. Егоров, А.П. Зуев, Б.П. Малюков, Известия ВУЗов, Цветная металлургия, №5, 1997, стр. 54-63.
- [7] В.К. Егоров, А.П. Зуев, Е.В. Егоров, Заводская лаборатория, т.67, №3, 2001, стр. 3-11.
- [8] Н. Харрик, Спектроскопия внутреннего отражения, М. Мир, 1970, 335 стр.
- [9] A.F. Turner, J. Phys. Rad., v11, 1950, pp. 444-447.
- [10] V.K. Egorov, E.V. Egorov, T.V. Bil'chik, Investigation in Russia, v3, 2002, pp. 423-441. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/040e.pdf>

- [11] M. Bedzyk, G. Bommarito, J. Schildkraut, Phys. Rev. Let., v69, #12, 1989, pp. 1376-1379.
- [12] М.А. Блохин, Физика рентгеновских лучей, М., ИЛ, 1957, 518 стр.
- [13] Л.М. Бреховский, Волны в слоистых средах, М. Наука, 1973, 576 стр.
- [14] Х.Г. Унгер, Планарные и волоконные оптические волноводы, М.: Мир, 1980, 656 стр.
- [15] M. Gasgnier, L. Nevot, Phys. Status Solidi (A), v66, 1981, pp. 525-541.
- [16] Т.В. Бильчик, Е.В. Егоров, В.К. Егоров, Экологические системы и инструменты, №10, 2002, стр. 13-20.
- [17] V.K. Egorov, E.V. Egorov, Thin Solid Films, v398-399, 2001, pp. 405-412.
- [18] V.K. Egorov, E.V. Egorov, Proceeding of MRS, v716, 2002, pp. 189-195.

Особенности формирования пучков составным рентгеновским волноводом-резонатором

Одна из наиболее важных практических проблем, возникающих при использовании пучков радиации, состоит в поиске методов управления этими пучками. Энергия и направление распространения пучков заряженных частиц могут быть легко изменены путем воздействия на них электрических и магнитных полей. Пучками света можно управлять, используя ячейки Керра и Фарадея, а также с помощью гибких оптических световодов. В тоже время возможности управления пучками рентгеновских лучей резко ограничены. Имеются два фундаментальных явления, позволяющих влиять на распространение рентгеновских лучей: это Брэгговское отражение и полное внешнее отражение излучения [1]. (Важным дополнением к ним является эффект Боррмана [2].) На основе этих явлений создан некоторый арсенал преобразования пучков рентгеновского излучения (РИ): Брегг-Френелевые зонные пластинки [3], рентгеновские поликапиллярные устройства [4], кристаллические [5] и многослойные монохроматоры [6], рентгеновские преломляющие линзы [7]. В самое последнее время появились плоские рентгеновские волноводы-резонаторы (ПРВР) [8]. Все эти устройства характеризуются наличием прямого воздействия внешних условий на рентгеновские пучки. Однако вследствие малости длины волны РИ, такое воздействие оказывается незначительным. Поэтому весьма привлекательным кажется попытаться привлечь не прямые методы модификации рентгеновских пучков, например, через воздействие на интерференционное поле стоячей рентгеновской волны (ИПСРВ), индуцированной этими пучками. В этих условиях можно ожидать увеличения влияния внешнего воздействия, поскольку период стоячей волны D при полном внешнем отражении (ПВО) пучка, падающего на отражающую поверхность под углом θ ($\theta \leq \theta_c$, где θ_c критический угол ПВО), существенно превышает длину волны возбуждающей ее радиации λ [9]:

$$D = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \approx \frac{\lambda}{2\theta} \quad (1)$$

В данной работе предпринята попытка найти условия для экспериментального наблюдения модификации пучка РИ через влияние на

интерференционное поле стоячей рентгеновской волны в волновод-резонаторе.

Следствия волноводно-резонансной модели

Как известно, ПРВР представляет собой протяженную узкую однородную щель, образованную двумя плоскими полированными диэлектрическими пластинами. Ширина этой щели определяется условиями существования во всем ее пространстве однородной рентгеновской стоячей волны (Рис. 1). Эти условия удовлетворяются, если размер щели соответствует соотношению [10]:

$$\sqrt{\frac{\pi m c^2 A}{2 e^2 N Z' \rho}} \leq s \leq \frac{\lambda^2}{4 \Delta \lambda} \quad (2)$$

где e и m являются зарядом и массой электрона, c - представляет собой скорость света в вакууме, N - число Авогадро, Z' и A соответствует эффективному заряду атомного остова и атомной массе атомов материала рефлекторов, ρ - плотность этого материала, λ и $\Delta \lambda$ - длина волны и степень монохроматичности излучения, транспортируемого щелью волновода. Волновод-резонатор характеризуется появлением однородной стоячей волны не только в его щелевом пространстве, но и в объемах материала рефлекторов, составляющих волновод. Однако интенсивность стоячих волн в пластинах рефлекторов существенно зависит от расстояния до интерфейсов, образующих волноводную щель, и описывается выражением [10]:

$$I(z) \approx I_0 \frac{4\theta^2}{(\theta+a)^2 + b^2} \cos\left(\psi - \frac{4\pi\theta z}{\lambda}\right) \left| e^{-\left(\frac{4\pi b}{\lambda} + \frac{z}{\Delta z}\right)} \right| \quad (3)$$

где a и b являются сложными функциями угла отражения θ , а также действительной и мнимой части отклонения от единицы показателя преломления РИ в материале $n=1-\delta-i\beta$:

$$a^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta-2\delta)^2 + 4\beta^2} + (\theta^2 - 2\delta) \right]; b^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta-2\delta)^2 + 4\beta^2} - (\theta^2 - 2\delta) \right] \quad (4)$$

ψ представляет фазовый сдвиг вектора электрического поля при полном отражении под углом θ :

$$\tan \psi = \frac{2\theta b}{\theta^2 - a^2 - b^2} \quad (5)$$

а через Δz выражается глубина проникновения РИ в объем материала рефлектора:

$$(\Delta z)^2 = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{1}{\sqrt{(\theta - 2\delta)^2 + 4\beta^2 + (\theta^2 - 2\delta)}} \quad (6)$$

представляющая собой расстояние от интерфейса, на котором интенсивность проникающего излучения ослабевает в "e" раз. Наличие однородной стоячей волны в щелевом пространстве волновода-резонатора и в объемах рефлекторов приводит к появлению области рентгеновских стоячих волн за пределами щели волновода (рис. 1б). Длина выступа области однородной стоячей волны L_p в соответствии с геометрическими расчетами попадает в интервал, определяемый соотношением:

$$\frac{\lambda}{4\delta} \leq L_p \leq \frac{\lambda^3}{8(\Delta\lambda)^2} \quad (7)$$

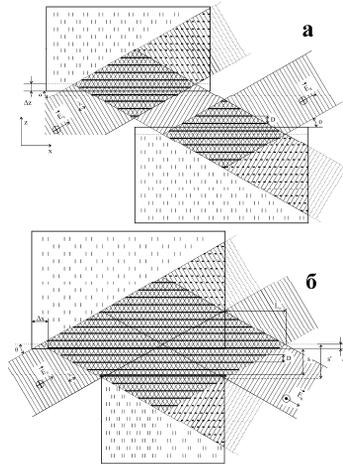


Рис. 1. Схема образования ИПСРВ при многократном отражении рентгеновского пучка (а). Схема образования однородного ИПСРВ в ПРВР (б). L_p - размер выступа интерференционного поля.

Расчеты показывают, что размер этого интервала для волновода-резонатора, составленного из кварцевых рефлекторов, при транспортировке РИ CuK_α составляет $5 \div 600$ мкм. ПРВР захватывает РИ в угловом интервале $\Delta\theta_{\text{ин}} \leq 2\theta_c$. Поскольку ширина щели волновода ничтожно мала (≈ 0.1 мкм), плотность пучка в щели возрастает на 2÷3 порядка. Вследствие малого ослабления излучения при его распространении в волноводе-резонаторе, на выходе ПРВР реализуется рентгеновский пучок сверхмалой ширины и высокой радиационной плотности. Некоторым недостатком этого пучка является его относительно высокая расходимость

$\Delta\theta_{em} \leq 2\theta_c$, поскольку угловая апертура на входе и выходе ПРВР одинакова. Хотя для многих практических задач дифрактометрии и рентгеновской спектроскопии такая расходимость пучка вполне приемлема, казалось крайне многообещающим попытаться уменьшить ее значение.

Идея снижения апертуры расходимости выходного пучка ПРВР

Простейшим способом уменьшения расходимости пучка на выходе волновода-резонатора является срезание его краев с помощью стандартной обрезывающей щели. Однако такой "лобовой" подход не удобен ввиду того, что эта щель должна размещаться на значительном расстоянии от выходного среза волновода. В работе А.Т. Мингазина подобное обрезание было осуществлено за счет применения двух последовательно установленных и взаимно съюстированных бесщелевых рентгеновских коллиматоров (БРК). Поскольку расстояние между этими БРК составляло 10 мм, во второй коллиматор попадала только ничтожная часть выходного пучка первого коллиматора. В итоге на выходе такого составного БРК наблюдался пучок с углом расходимости $\Delta\varphi = 0.002^\circ$. Естественно, интенсивность этого пучка оказывалась на несколько порядков ниже пучка, сформированного одиночным БРК. Поскольку бесщелевой рентгеновский коллиматор является простейшим плоским волноводом-резонатором [10], то подход, предложенный Мингазиным, должен быть пригодным для любых ПРВР. При этом крайне важно обратить внимание на факт наличия выступа однородной стоячей волны, размер которого определяется соотношением (7). В работе [11] расстояние между взаимно съюстированными БРК было выбрано существенно большим в сравнении с величиной L_p . Следовательно, второй БРК не мог ощущать присутствие этого выступа и реагировал только на факт наличия пучка излучения, не учитывая особенностей его источника. В тоже время, если выбрать дистанцию между взаимно съюстированными БРК или волноводами-резонаторами того же порядка, что и размер выступа $\Delta L \approx L_p$, можно ожидать появление особенностей, связанных не только со снижением апертуры расходимости пучка на выходе подобного устройства.

Составной волновод-резонатор и схема экспериментальной установки

На рисунке 2 схематически показано устройство составного плоского рентгеновского волновода-резонатора (СПРВР). Его конструкция позволяет изменять расстояние между последовательно расположенными

волноводами-резонаторами ΔL без потери взаимной юстировки. Торцы резонаторов являлись вертикальными полированными гранями. Расстояние между волноводами может меняться от 0 до 20 мм. Свойства СПРВР исследовались с помощью модифицированного гониометра HZG-4 (БГ-0), в котором длина коромысла детектора была увеличена до $l=500$ мм. Схема аппарата для исследования распределения интенсивности в пучках, сформированных СПРВР, показана на рисунке 3. В отличие от схем, использованных для изучения ПРВР [10], в ней задействован импульсный многоканальный анализатор ACCUSPEC-A Canberra-Packard. Несмотря на то, что разрешение сцинтилляционного детектора не достаточно, чтобы разделять характеристические спектральные компоненты, его использование позволяет лучше интерпретировать спектральный состав пучка, формируемого СПРВР. Аналогичная схема используется нами и в работе по экспериментальному изучению модовой структуры ПРВР и СПРВР.



Рис. 2. Устройство СПРВР с воздушной щелью.

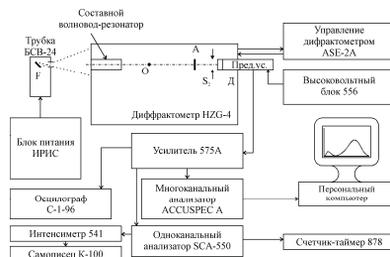


Рис. 3. Схема установки для изучения распределения интенсивности в пучках, формируемых СПРВР.

Сравнительные исследования ПРВР и СПРВР

Наши измерения, выполненные с помощью составного волновода-резонатора (СПРВР), показали, что меняя размер промежутка между двумя взаимно съюстированными ПРВР, можно существенно изменять интенсивность и расходимость выходного пучка. Оказалось, что если зазор между ними был менее некоторого значения $\Delta L \approx 20$ мкм, то интенсивность и угловая расходимость сформированного пучка не отличались от значений, свойственных обычному ПРВР. Если размер зазора превышал $\Delta L \approx 1$ мм, то интенсивность и угловая расходимость пучка монотонно снижались с увеличением его размера. Наиболее интересной оказалась

ситуация, когда зазор имел промежуточное значение, т.е. когда $\Delta L \approx L_p$. В этом случае удавалось существенно уменьшить расходимость пучка при сохранении его интегральной интенсивности. На рисунке 4 приведен один из примеров регистрации подобного эффекта.

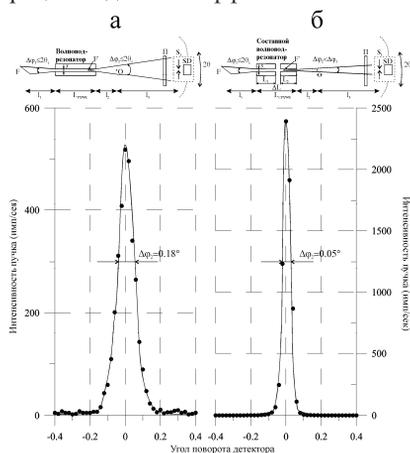


Рис. 4. Геометрия измерений и распределение интенсивности для CuK_α в пучках, сформированных ПРВР (а) и СПРВР (б). $S_{\text{ПРВР}}=S_{\text{СПРВР}}=88$ мм, $L_{\text{ПРВР}}=L_{\text{СПРВР}}=100$ мм, $l_1=75$ мм, $l_2=60$ мм, $l_3=400$ мм, $S_j=0.1$ мм, $L_1=L_2=50$ мм, $\Delta L \approx 0.1$ мм, Режим измерений $U=20$ кэВ, $I=10$ мА, $K_{\text{поглопителя}}=200$.

В верхней части рисунка показана геометрия измерений, выполненных для обычного волновода-резонатора и составного волновода-резонатора той же суммарной длины $L_{\text{ПХВР}}=L_{\text{СПХВР}}$. СПРВР отличается от обычного ПРВР наличием дистанции между последовательно расположенными двумя мини ПРВР $\Delta L \approx 0.1$ мм. Использованы мини ПРВР равного размера. В остальном геометрия и условия выполненных измерений совпадали. При этом огибающие распределений излучения CuK_α в пучках оказались существенно отличающимися. Если расходимость пучка, сформированного обычным волноводом-резонатором, совпадала с апертурой захвата излучения и составляла $\Delta\varphi_1 \approx \Delta\varphi_2 = 0.18^\circ$, то расходимость пучка после СПРВР оказывалась значительно ниже $\Delta\varphi_2 \approx 0.05^\circ$. При этом интегральная интенсивность пучка осталась неизменной. Важно отметить, что условия регистрации распределений обеспечивали отсутствие аппаратного уширения, поскольку угловая ширина приемной щели равнялась 0.01° , а

шаг сканирования был вдвое больше. Таким образом, можно утверждать, что реализация дистанции $\Delta L \approx L_p$ между мини ПРВР приводит к существенной реконструкции распределения интенсивности РИ в пучке без заметных потерь его интегральной интенсивности. Форма распределения интенсивности в пучке, сформированном СПРВР, оказалась сильно зависимой от расстояния между волноводами-резонаторами, составляющими СПРВР. Поскольку волноводно-резонансный механизм распространения рентгеновских пучков в узкой протяженной щели характеризуется наличием выступа интерференционного поля за пределы щелевого пространства (рис. 1), кажется естественным предположить, что наблюдаемое уменьшение расходимости пучка на выходе СПРВР связано с тунелированием в зазоре между съюстированными волноводами-резонаторами той части пучка РИ, которая на основании расчетов лучевой (геометрической) оптики не может быть захвачена вторым ПРВР. Рисунок 5 представляет геометрическую модель прохождения лучей, возбужденных в разных позициях проекции фокуса источника q и p , до экрана S , детектирующего их в точках Q и P .

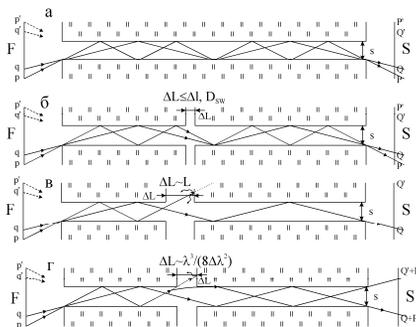


Рис. 5. Схема распространения рентгеновского излучения при наличии зазора между съюстированными волноводами-резонаторами.

Верхняя схема показывает резонансное прохождение обоих лучей q и p вдоль щели обычного ПРВР до детектирующего экрана. Рисунок 5б представляет картину прохождения тех же лучей через СПРВР при наличии малого зазора между составляющими его ПРВР. Наличие малого зазора не оказывает влияния на распространение составляющих рентгеновского пучка, попадающих в первый ПРВР под разными углами $\theta \leq \theta_c$. В случае широкого зазора (рис. 5в) луч p не достигает детектирующего экрана и на выходе второго ПРВР наблюдается пучок s

меньшей апертурой расходимости в сравнении с пучком, захваченным первым волноводом-резонатором и, соответственно, с пониженной интенсивностью. Рисунок 5г, построенный для промежуточного значения ширины зазора, показывает, что луч p , геометрически не вписывающийся во входное окно второго волновода, распространяется во втором волноводе по механизму, соответствующему меньшему углу отражения. Такая ситуация может иметь место при возникновении вторичной интерференции выступа ИПСРВ луча p с интерференционным полем q , возникшем во втором волноводе. Грубые оценки, сделанные выше, показывают, что уменьшение расходимости на выходе второго ПРВР могут объясняться эффектом туннелирования части рентгеновского пучка, которое в общем виде должно описываться уравнением движения фотона:

$$\nabla^2 \vec{A} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \vec{A} = 0 \quad (8)$$

в соответствующих граничных условиях, которые являются результатом возникновения вторичной интерференции (вторичного квантования).

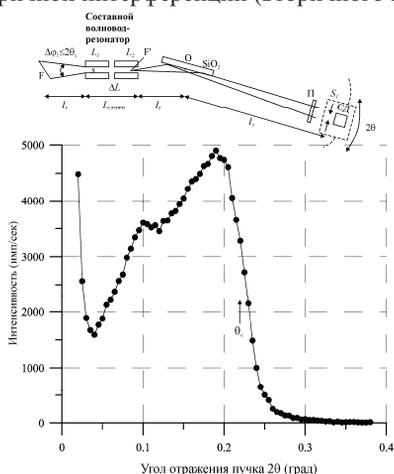


Рис. 6. Геометрия измерений и экспериментальная кривая рентгеновской рефлектометрии для SiO_2 , полученная с применением СПРВР. $s=88$ нм, $L_{\text{СПРВР}}=100$ мм, $\Delta L \approx 0.1$ мм, $l_1=75$ мм, $l_2=60$ мм, $l_3=400$ мм, $S_1=0.1$ мм.

Полученный на выходе СПРВР рентгеновский пучок был использован для проведения рефлектометрии кристалла SiO_2 . Ранее для подобных экспериментов всегда использовались лишь пучки, сформированные с применением монохроматоров. На рисунке 6 показана геометрия

проведения измерений и экспериментальная рефлектометрическая кривая ПВО кварца. Полученная зависимость имеет пониженное разрешение, однако позволяет определить θ_c .

Заключение

Главным результатом работы надо считать получение первого экспериментального подтверждения возможности управления рентгеновским пучком путем влияния на ИПСРВ, создаваемое этим пучком. Конечно, надо признать, что СПРВР, использованные в нашей работе не являются технологичными устройствами, поскольку фиксация взаимных положений рефлекторов ПРВР является скорее искусством, чем стандартной технологической процедурой. Однако эксперименты с их применением дают основание надеяться, что при использовании более технологичных устройств, построенных, например, на основе многослойных структур, в которых возможна генерация акустических волн различной длины и конфигурации на поверхностях волноводов-резонаторов, можно реально управлять пучками рентгеновского излучения через воздействие на поле их стоячей волны. Кроме того, есть все основания ожидать, что различные модификации СПРВР могут быть использованы для формирования пучков специальной конфигурации других типов излучений и в частности составных резонаторов-нейтроноводов. Найденный в работе эффект тунелирования РИ сам по себе представляется весьма интересным и загадочным явлением и нуждается в собственном детальном изучении.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, гранты №01-03-33167 и №02-02-22009.

- [1] М.А. Блохин. Физика рентгеновских лучей. Москва: ГИТТЛ. 1957. 518 с.
- [2] В.И. Иверенова, Г.П. Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: МГУ. 1972. 277 с.
- [3] А. Мишет. Оптика мягкого рентгеновского излучения. М.: Мир. 1989. 351 с.
- [4] Kumakhov Optics and Application. ed. by M.A. Kumakhov. Proceeding of SPIE. Selected Research Paper. v4155. 2000. 150 p.
- [5] D. Berriman. Phys. Rev. B14. 1976. P. 4313-4328.

- [6] А.В. Виноградов, И.А. Бритов, А.Я. Грудский и др. Рентгеновская зеркальная оптика. Ленинград: Машиностроение. 1989. 463 с.
- [7] A. Snigirev, V. John, I. Snigireva, B. Lengeler. Nature. v384. 1996. P. 49-51.
- [8] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Thin Solid Films. v398-399. 2001. P. 405-412.
- [9] M.J. Bedzik, G.M. Bommarito, J.S. Schildkraut. Phys. Rev. Letters. v69 (12). 1989. P. 1376-1379.
- [10] V.K. Egorov, E.V. Egorov, T.V. Vil'chik. Электронный журнал "Исследовано в России", №3. 2002. С. 423-441, <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/040e.pdf>.
- [11] В.Н. Лейкин, Т.А. Мингазин, В.И. Зеленов. Приборы и техника эксперимента. №3. 1981. С. 208-210.

Волноводно-резонансные устройства для рентгеновской нанофотоники

Разработка устройств, предназначенных для создания интенсивных малоразмерных пучков, а также технолого-диагностических устройств на их основе, являлась одной из главных задач последних десятилетий для многих мировых исследовательских центров. Заметный рост интенсивности потока рентгеновских лучей начал происходить с появлением рентгеновских трубок с вращающимся анодом [1]. Однако, кардинальный прорыв в увеличении интенсивности этого потока обозначился в связи с вводом в строй синхротронных источников рентгеновского излучения [2-4]. Вместе с тем проводились и продолжают вестись исследования свойств плазменных рентгеновских излучателей [5]. Несмотря на серьезные проблемы, связанные с низкой стабильностью получаемого потока рентгеновских лучей, представляется, что они смогут составить активную конкуренцию используемым в настоящее время источникам вследствие их высокой конверсионной эффективности, достигающей до 85%. Не прекращаются работы по созданию лазерного излучателя рентгеновской радиации на свободных электронах [6].

Наряду с построением и разработкой высокоэнергетических рентгеновских источников в последние годы получили значительное развитие маломощные микрофокусные рентгеновские излучатели, характеризующиеся увеличенной плотностью потока характеристической радиации за счет повышения направленности ее генерации [7]. Уже сегодня на рынке имеются коммерческие излучающие устройства с лазерным возбуждением электронного пучка, используемого для генерации рентгеновского излучения [8]. В отличие от рентгеновских трубок, подобные устройства характеризуются неограниченным сроком эксплуатации. На основе пирозлектрического эффекта разработан миниатюрный импульсный генератор характеристического излучения, характеризующийся пиковой интенсивностью выхода радиации $1 \cdot 10^8$ фотонов в секунду [9]. Несмотря на то, что эти излучатели являются крайне маломощными приборами, их возможностей оказывается достаточно для создания микродиагностической аппаратуры.

Помимо разработки эффективных источников излучения в последние десятилетия интенсивно совершенствовались рентгенооптические устройства. На основе эффекта полного внешнего отражения (ПВО), открытого Комптоном в 1922 году [10], была разработана технология эффективного сбора и фокусировки потока рентгеновских лучей на базе кварцевой капиллярной оптики [11-14]. В самое последнее время на этой базе удалось создать коммерческие портативные поликапиллярные устройства, характеризующиеся транспортной эффективностью, достигающей до 10%, и возможностью концентрировать жесткое рентгеновское излучение (РИ) в пятно диаметром 3÷5 мкм [15,16]. Ярким примером практического применения поликапиллярных устройств является серийно производимый японской фирмой "Nogiba" рентгеновский аналитический микроскоп XGT-5000 с диаметром анализирующего пучка 10 мкм [17].

Кроме эффекта ПВО для фокусировки рентгеновского потока может быть использовано и брегговское отражение. На базе, так называемой брегг-френелевской оптики, были разработаны устройства, названные зонными пластинками, позволяющими производить линейную и точечную фокусировку [18]. В энергетическом диапазоне 10÷15 кэВ эти элементы позволяют фокусировать пучок до размера 1 мкм с эффективностью сбора излучения около 25% [19]. Подобная линза, используемая на ондуляторной линии 20ХИ синхротрона Spring-8, позволяет фокусировать излучение с энергией $E=10$ кэВ в пятно диаметром 120 нм, а с энергией $E=8$ кэВ в пятно с размером 50 нм [20].

Для фокусировки интенсивных рентгеновских пучков, создаваемых синхротронами, оказывается оправданным использование материальных фокусирующих линз [21]. Их функционирование основано на том, что формально вводимый коэффициент преломления рентгеновских лучей для материальных сред меньше единицы, тогда как для воздуха (вакуума) он равен единице. Такая простейшая линза представляет собой параллелепипед с просверленным вертикально направлению распространения пучка отверстием цилиндрической (а лучше параболической) формы.

Перечисленные выше элементы рентгеновской оптики создавались для фокусировки излучения рентгеновских потоков. Кроме них были разработаны другие пассивные рентгенооптические устройства, существенно увеличивающие плотность потока излучения – рентгеновские волноводы. Обсуждению этих приборов посвящен следующий раздел

обзора. К сожалению, для этих высокоэффективных устройств не нашлось места в недавно вышедшей монографии по рентгеновской спектроскопии [22].

Волноводные рентгенооптические устройства

Идея создания рентгеновских волноводных устройств полностью заимствована у оптиков, работающих в диапазоне длин волн видимого света [23]. Первой работой, в которой было объявлено о использовании коротких прямых кварцевых капилляров для транспортировки рентгеновского излучения была работа Хирша и Келлара [24]. В оптике видимого света такая структура была названа круглым волноводом. Таким образом, полный кварцевый капилляр является родоначальником как поликапиллярной рентгеновской оптики, так и исходным посылом для создания современных рентгеновских волноводов. Качественный анализ свойств круглых капилляров для транспортировки потоков РИ был сделан Мартоном [11]. Он экспериментально показал, что изогнутый полый пластиковый капилляр, футурированный изнутри пленкой золота, при диаметре 0.1 мм и длине 118 мм прекрасно транспортирует излучение рентгеновской трубки с Мо анодом. Но первый реальный прототип плоского рентгеновского волновода был предложен в работе Спиллера [25].

В этой работе был сформулирован подход к выбору материалов для рефлекторов и внутреннего слоя, транспортирующего рентгеновскую радиацию. Для вещества рентгеноволноводного слоя формально определяемый показатель преломления излучения $n=1-\delta-i\beta$ должен быть больше показателей преломления материалов рефлекторов. Внешние обкладки (рефлекторы) его экспериментального устройства были выполнены из Al_2O_3 ($\delta=12\cdot 10^{-6}$; $\beta=0.16\cdot 10^{-6}$), а для внутреннего слоя был выбран VN ($\delta=5.5\cdot 10^{-6}$; $\beta=0.015\cdot 10^{-6}$). Конструктивно этот волновод был изготовлен по образцу и подобию плоских волноводов оптического излучения (рис. 1). Первичный поток РИ CuK_{α} закачивался через верхний рефлекторный слой толщиной 9 нм в рентгеноволноводную зону толщиной 45 нм. Выход радиации также фиксировался после прохождения через верхний рефлектор. Стальной клин между входной и выходной плоскостями шириной 0.3 мм фактически определял длину волновода. Результатом этой работы явилось прямое доказательство возможности

построения плоских материальных рентгеноводов с наноразмерной толщиной волноводного слоя, а также регистрация узких провалов на кривой выхода излучения, которые были интерпретированы как проявление дискретности модовой структуры потока рентгеновских лучей в зоне, транспортирующей радиацию. В тоже время эти исследования показали, что вследствие значительного поглощения транспортируемого потока в рентгенопроводящем слое более углубленные исследования свойств материальных волноводов могут проводиться лишь в условиях применения синхротронных пучков.

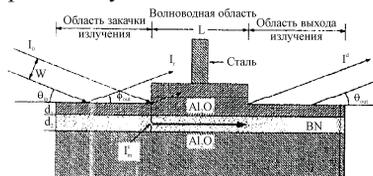


Рисунок 1. Сечение плоской рентгеновской волноводной структуры, для которой накачка и выход излучения осуществлялись через верхний рефлектор.

Следующий шаг в развитии рентгено-волноводной тематики был сделан группой Фенга [26]. В их работе, выполненной в аналогичной геометрии, были исследованы свойства волноводной плоской структуры $\text{SiO}_2/\text{полиамид}/\text{Si}$. Толщина волноводного слоя составляла 123 нм, а оксидного покрытия – 38 нм. В отличие от предыдущей работы, в этих исследованиях авторами использовалась линия X27C синхротрона Брукхавенской Национальной Лаборатории ($\lambda=0.1048$ нм). Этой группе исследователей экспериментально удалось наблюдать двадцати кратное увеличение потока излучения в волноводном канале. Кроме того, на кривой зависимости интенсивности выходного потока от угла падения пучка на входе волновода наблюдалось несколько провалов, которые также были приписаны наличию дискретности модовой структуры потока излучения в его рентгено-проводящем слое. Более того, при постоянном угле падения первичного пучка и угловом сканировании распределения интенсивности на выходе выяснилось, что полученный скан характеризуется несколькими максимумами. Такое распределение интенсивности было интерпретировано как возникновение модового перемешивания за счет наличия интерфейсной шероховатости.

В ряде более поздних исследований [27-31], также использовавших синхротронное излучение, были получены рентгеновские пучки шириной

100 нм и высотой несколько миллиметров. В этих работах по-прежнему практиковалась геометрия закачки излучения в рентгеноволноводный слой через верхний рефлектор структуры (рис. 1). Однако выход излучения в них фиксировался на заднем срезе волновода непосредственно из слоя, в котором распространялся рентгеновский поток. Именно по этой причине в этих исследованиях стало возможным обсуждать ширину пучка, формируемого волноводом, а также фиксировать интенсивность потока на его выходе. Авторам этих публикаций удалось наблюдать увеличение плотности потока излучения в сравнении с исходным в сотни раз. Более того, в этих работах, появились соображения о возникновении стоячей волны, однако, без каких либо ссылок на статью, впервые описавшую рентгеновскую стоячую волну, наблюдавшуюся в экспериментах по полному внешнему отражению потока рентгеновских лучей [32].

Параллельно с изучением материальных плоских волноводов, для которых главным препятствием к их широкому распространению является значительное поглощение во внутреннем, излучение проводящем слое, получил некоторое развитие нетрадиционный подход к транспортировке рентгеновских лучей. Сутью этого подхода явилась попытка сформировать узкий рентгеновский пучок с помощью так называемого бесщелевого коллиматора [33-35]. Бесщелевой коллиматор представляет собой две плоские, кварцевые, оптически полированные пластины, которые с небольшим усилием прижимаются друг к другу. Видимая щель между пластинами отсутствует, однако коротковолновое РИ легко просачивается между соприкасающимися пластинами, причем интенсивность прошедшего пучка оказывалась сравнимой с интенсивностью потока первичного излучения [33]. Интересным также является и тот факт, что попадание жидкости между пластинами полностью блокирует проникновение излучения. Сопоставление этих факторов позволяет предположить, что бесщелевой коллиматор на самом деле представляет собой неоднородную воздушную щель, средняя ширина которой определяется уровнем макро и микронеоднородностей контактирующих полированных поверхностей. При этом крайне важно, что в отличие от материальных волноводных структур средой распространения рентгеновской радиации в бесщелевых коллиматорах является воздух, характеризующийся ничтожным коэффициентом поглощения в рентгеновском диапазоне длин волн.

Естественным симбиозом материальных пленочных волноводов и бесщелевых коллиматоров явилось появление плоских рентгеноводов с воздушным зазором, транспортирующих излучение. Так в работе [36], посвященной экспериментальному изучению транспортных свойств планарной структуры с шириной воздушного рентгеновского канала $s=500$ нм, образованного кварцевыми рефлекторами с нанесенными на их поверхность хромовыми пленками толщиной 30 нм, было показано, что формируемые ими пучки характеризуются высокой интегральной интенсивностью $I=2.4 \cdot 10^7$ фотон/сек. При этом высота пучка составляла всего 0.1 мм при длине волноводного канала $L=5.2$ мм. В качестве первичного излучения использовался поток рентгеновских квантов с энергией $E=16.5$ кэВ и высокой монохроматичностью ($\Delta\lambda/\lambda=5 \cdot 10^{-5}$), формируемый ондуляторной линией ID-10A синхротрона ESRF (г. Гренобль). Экспериментальная геометрия измерений показана на рисунке 2.

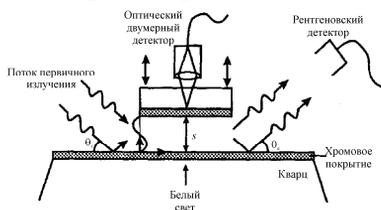


Рисунок 2. Сечение плоской волноводной структуры с воздушным волноводным слоем и полупрозрачными хромовыми пленками.

Принципиальным аспектом рассматриваемой работы явилось получение первых экспериментальных данных, характеризующих угловую зависимость распределения интенсивности в пучке на выходе волноводной структуры от угла падения первичного потока рентгеновских лучей. Зафиксированные авторами экспериментальные спектры были интерпретированы на базе предположения о справедливости модели дискретности модовой структуры потока рентгеновского излучения, распространяющегося вдоль волноводной щели. В рамках этой модели был сделан вывод, что при падении потока первичного излучения на волноводную щель под углами θ (рис. 2), промежуточными по отношению к угловым значениям, соответствующим, согласно выбранной модели, собственным модам этого волновода θ_i , связано с перемешиванием модовых состояний. Такие выводы не могут быть признаны безапелляционными, поскольку авторы не рассматривали, например, более

тривиальную возможную интерпретацию, основанную на конечности ширины захваченного волноводного потока. В работе изучались и более узкощелевые волноводы вплоть до ширины $s=250$ нм. Следующее исследование этого авторского коллектива было посвящено изучению структурного состояния жидкостей, помещенных в суперограниченное волноводное пространство [37]. Естественно, исследования такого типа могли выполняться только с использованием потоков излучения, возбужденных синхротронными источниками.

Одна из первых работ другого авторского коллектива, также связанная с изучением свойств и возможных приложений плоских рентгеновских волноводов с узкой протяженной воздушной щелью, была посвящена изучению особенностей применения этих устройств в рентгеновской дифрактометрии [38]. Целью этой и последующих публикаций был поиск условий для повышения эффективности стандартного лабораторного рентгеновского оборудования путем введения в их оптические схемы волноводной техники [39-45]. Поскольку результатом проведенных исследований явилось появление новой для нанопластики модели волноводно-резонансного распространения РИ в наноразмерных структурах, а также разработка ряда практических устройств для технологии и диагностики в наноразмерном диапазоне измерений, они заслуживают более детального обсуждения.

Конструкция плоских кварцевых рентгеновских волноводов с воздушным зазором

На рисунке 3 представлена конструкция волноводного формирователя пучка РИ. Его главными узлами являются два плоских полированных рефлектора, изготовленные из кварцевого стекла, размером $100 \times 33 \times 2.5$ мм³. Они располагаются на некотором расстоянии друг от друга, причем эта дистанция задается толщиной металлических (Ti) полосок, напыленных на края одного из рефлекторов. Напыление полосок осуществлялось методом электронно-лучевого испарения на установке L-560 Leybold AG при скорости осаждения пленки около 0.1 нм/сек. Важнейшим фактором при выборе условий напыления было требование получения покрытий с минимально возможной вариацией толщины вдоль их длины. Подбор таких условий выполнен с использованием тестовых образцов, на которые пленки осаждались одновременно с полосками на рефлектор. Толщина покрытий на тестовых образцах диагностировалась

методом резерфордовского обратного рассеяния на установке Сокол-3 ИПТМ РАН [46]. Измерения показали, что при расстоянии между распыляемой Ti мишенью и волноводным рефлектором, равным 200 мм, вариация толщины покрытия по длине напыленных полос не превышала 1%. Для изучения транспортных свойств узких плоских протяженных щелей был приготовлен набор рефлекторов, для которых толщина этих полосок изменялась в интервале толщин 43÷6000 нм. Рентгеновские волноводы со щелями большей ширины формировались путем установки между рефлекторами прокладок из металлических фольг с калиброванной толщиной.

Специальное внимание было уделено определению среднего размера интерфейсного зазора бесщелевого рентгеновского коллиматора, составленного из двух кварцевых стекол, изготовленных по единой технологии и используемых нами в качестве рефлекторов для волноводов. Исследования, выполненные с использованием метода нарушенного полного внутреннего отражения оптического излучения, показали, что средняя ширина интерфейсного зазора составляет 30 нм, а ее изменение по длине бесщелевого коллиматора варьирует в интервале 0÷60 нм [43].

Держатель волновода жестко фиксирует взаимное положение рефлекторов. Сам держатель устанавливается на плиту, относительно которой он может смещаться в перпендикулярном направлении к оси распространения рентгеновского пучка и разворачиваться в двух угловых направлениях с помощью четырех микровинтов, расположенных по его углам. Неизменность положения волновода в пространстве обеспечивается наличием четырех пружинных амортизаторов, расположенных соосно с микровинтами. Базовая плита волновода снабжена узлом жесткой фиксации на стандартном рентгеновском дифрактометре HZG-4, и может быть установлена на позицию узла, формирующего рентгеновский пучок с помощью стандартной системы обрезывающих щелей. Эксплуатация волноводов, построенных по данной конструкционной схеме, в комплекте рентгеновского гониометра в течение трех лет показала их надежность и неизменность юстировки рентгенооптического тракта.

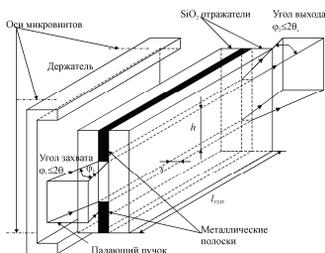


Рисунок 3. Конструкция плоского рентгеновского волновода с кварцевыми рефлекторами и воздушной волноводной щелью.

Экспериментальная установка для изучения пространственного распределения интенсивности и дифрактометрических измерений

В качестве базового устройства для изучения пространственного распределения интенсивности РИ в пучках, сформированных кварцевыми волноводами, и использования волноводов в дифрактометрических экспериментах применялся стандартный дифрактометр HZG-4 (БГ-0), в котором в результате проведенной модификации радиус сканирования детекторного узла мог меняться от 160 до 500 мм. Спектроскопическая цепь установки была укомплектована модулями стандарта NIM фирмы Ortec [47]. Постоянная времени формирования импульса была выбрана равной 0.5 мкс. В результате система накопления информации нормально функционировала при импульсных нагрузках вплоть до 100 кГц. На рисунке 4 представлена принципиальная схема установки. Дифрактометр позволяет выполнять угловое сканирование, как в непрерывном, так и в старт-стопном режиме с минимальным шагом $\delta(2\theta)=0.001^\circ$. Ширина и высота детекторной щели составляют 0.1 мм и 10 мм, соответственно. Перед детекторной щелью располагалась горизонтальная щель Соллера, обеспечивающая регистрацию излучения с углом расходимости в вертикальном направлении не более 2° . В качестве источника излучения использовались рентгеновские трубки с неподвижным анодом БСВ-24. Размер фокуса составлял $1 \times 10 \text{ мм}^2$. Ширина проекции фокуса при выбранном угле отбора $\psi \approx 6^\circ$ была близкой к 0.1 мм. Исследования пространственного распределения интенсивности проводились с использованием ослабителя, характеризующегося фактором ослабления для характеристического излучения $\text{CuK}_{\alpha,\beta}$ $K \approx 200$.

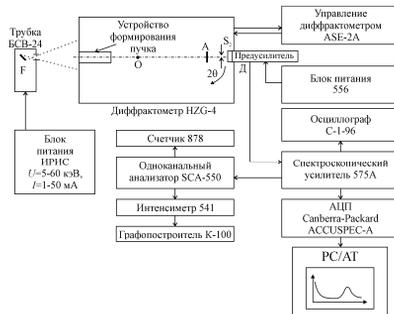


Рисунок 4. Схема установки для изучения распределения интенсивности характеристического излучения в пучке и дифрактометрических исследований.

В дифрактометрическом режиме использовалась так же самая функциональная схема за исключением ослабителя перед детектором. На центральной оси гониометра (O) устанавливалась гониометрическая приставка с анализируемым объектом, а дифрактометр функционировал в стандартном режиме θ - 2θ . При этом измерения могли выполняться как с использованием одного формирователя, так и с применением двух волноводов, симметрично расположенных в обоих плечах дифрактометра.

Пространственное распределение интенсивности характеристического излучения в пучках, сформированных плоскими протяженными кварцевыми волноводами

Для изучения свойств рентгеноволноводных структур в первую очередь необходимо проведение экспериментальных исследований пространственного распределения интенсивности в сформированных ими пучках. Для выполнения таких измерений, узел с волноводной ячейкой включался в рентгенооптическую схему гониометра вместо щелевого формирования пучка [45]. Геометрическое положение волноводного формирователя в этой схеме, показанное в верхней части рисунка 5, оставалось строго одинаковым при изучении волноводов всего щелевого ряда. Поскольку расстояние от входного среза волновода до фокуса трубки составляло 75 мм, угловая ширина его проекции для этой точки равнялась 0.08° . Этот угол соответствует углу захвата излучения волноводной щелью. Расстояние между выходным срезом волновода и детекторной щелью было выбрано равным 460 мм. Это расстояние определяло угловую ширину детекторной щели, соответствующую 0.01° . Все эксперимен-

тальные измерения пространственного распределения интенсивности излучения выполнялись с шагом $\Delta(2\theta)=0.02^\circ$.

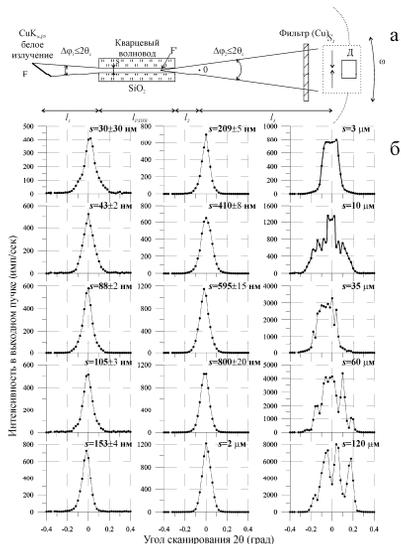


Рисунок 5. Схема проведения измерений распределения интенсивности в пучках, сформированных волноводами (а). Экспериментальные огибающие распределения характеристического излучения $\text{CuK}\alpha$ (б).

Для обеспечения регистрации только характеристической составляющей спектра пучка, сформированного плоскими кварцевыми волноводами, использовался импульсный амплитудный дискриминатор. Для режима рентгеновского источника, использовавшегося в исследованиях пространственного распределения интенсивности излучения ($U=20$ кВ, $I=10$ мА), доля белой составляющей, проникавшей в выбранное амплитудное окно дискриминатора, не превышало 5%.

В нижней части рисунка 5 приведены экспериментально полученные распределения интенсивности излучения $\text{CuK}\alpha$ для волноводов с шириной щели $s=43$ нм, 88 нм, 105 нм, 153 нм, 200 нм, 410 нм, 600 нм, 800 нм, 2000 нм, 3000 нм, 10000 нм, 35000 нм, 60000 нм, 120000 нм. Кроме того, там же показано распределение, полученное для бесщелевого рентгеновского коллиматора. Огибающая распределения для интервала размеров щели $30\div 2000$ нм представляет собой однокомпонентный пик, симметричный относительно плоскости симметрии волновода. Его полуширина оказывается близкой к величине, соответствующей углу

захвата излучения. По мере увеличения ширины щели общая интенсивность пика остается неизменной в интервале размеров 30÷200 нм, а при дальнейшем ее росте – начинает монотонно возрастать. В области размеров щели $s > 3000$ нм форма распределения интенсивности в пучке, сформированным волноводом, кардинально меняется. В этом размерном интервале огибающая распределения представлена набором узких линий, взаимное соотношение интенсивностей которых резко меняется при малейшем повороте юстировочных винтов, определяющих положение волновода в пространстве. При незначительном изменении юстировки волновода интегральная интенсивность спектра не меняется. Не меняется положение, полуширина, число компонент спектра и общая полуширина распределения. Однако, если для распределений, полученных для щелей с $s < 2000$ нм, угол захвата излучения и угловая полуширина распределения интенсивности в пучке на выходе волновода были равны, то для интервала $s > 3000$ нм угловая полуширина сформированного пучка оказывается равной удвоенной величине критического угла полного внешнего отражения $2\theta_c$ независимо от величины угла захвата. При этом полуширины компонент, составляющих эти спектры, оказывались приблизительно равными между собой, но характеризовались величинами, приблизительно вдвое меньшими полуширины распределений, характерных для узких щелей.

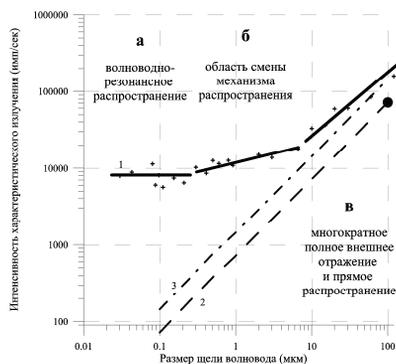


Рисунок 6. Зависимость интегральной интенсивности пучка, сформированного волноводом, от ширины щелевого зазора (1). Пунктиром проведены ожидаемая интенсивность прямого пучка, прошедшего через волновод (2) и суммарная интенсивность излучения, испытывавшего полное внешнее отражение (3).

Очень неординарным оказалось очертание представленной на рисунке 6 зависимости интегральной интенсивности характеристической радиации в пучке, прошедшем через волновод, от ширины щели, транспортирующей это излучение. В первом приближении эту зависимость можно рассматривать состоящей из трех частей, соответствующих размерным интервалам $s < 200$ нм, $200 < s < 2000$ нм и $s > 3000$ нм. При этом крайне важно отметить, что при увеличении ширины зазора в 4000 раз интегральная интенсивность пучка, сформированного плоским кварцевым волноводом, возрастает лишь приблизительно на порядок.

Пространственное распределение интенсивности характеристического излучения в пучках, сформированных обрезаящими щелями

Для того, чтобы как-то объяснить полученные данные, их необходимо сравнить с подобными результатами, полученными с применением стандартных рентгенооптических устройств, в частности, с помощью формирователя пучков РИ, использующего стандартные обрезаящие щели. На рисунке 7 показаны схемы для изучения пространственного распределения интенсивности характеристической составляющей в пучках, сформированных системами, оснащенными одной и двумя обрезаящими щелями. Геометрии измерений в условиях использования щелевых формирователей максимально приближены к геометрии исследования пучков, сформированных кварцевыми волноводами. При этом крайне важное значение приобретает изучение распределения интенсивности и определение ее интегральной величины для пучка, претерпевшего воздействие двух обрезаящих щелей, расположенных на расстоянии, равном длине плоских волноводов, исследованных в работе. Результаты этих исследований позволяют оценить ожидаемую форму прямого пучка, который пройдет через волновод с эквивалентной шириной щелевого зазора, и получить значение его интегральной интенсивности, которое может быть использовано для непосредственного расчета вклада прямого рентгеновского пучка в интенсивность пучка, сформированного волноводом-резонатором.

В нижней части рисунка 7 приведены экспериментально полученные распределения характеристического РИ в пучках, сформированных одной обрезаящей щелью с разной шириной зазора (огibaющие 1, 2, 3, 4). Ее геометрическое положение на гониометре точно совпадает с координатой

входного среза кварцевых волноводов, исследованных в работе. Огибающая 5 описывает пространственное распределение интенсивности излучения в пучке, сформированном системой, содержащей две обрезавшие щели шириной 0.1 мм каждая, которые располагались в положениях, соответствующих координатам входного и выходного срезов волноводов. Эта огибающая может рассматриваться в качестве адекватной модели прямого пучка, проходящего через плоский кварцевый волновод с шириной щели 0.1 мм. Величина его интегральной интенсивности отмечена на рисунке 6 в качестве основополагающего экспериментального значения для оценки вклада интенсивности прямого пучка, проходящего через волновод при изменении ширины его щелевого зазора. Это же значение использовано для оценки величины ожидаемой интегральной интенсивности пучков, претерпевших многократное ПВО в щели и выходящих в качестве 2-х индивидуальных пучков, результирующих последнее отражение от каждого рефлектора.

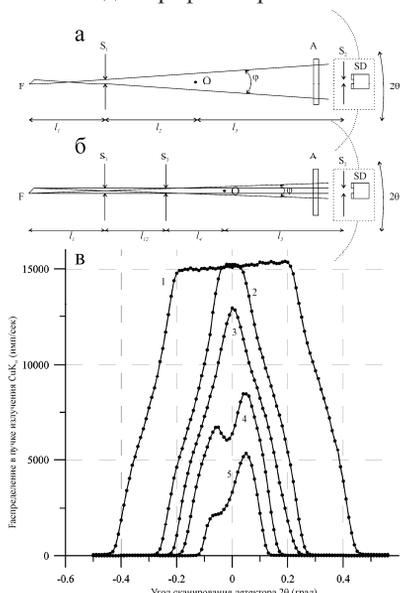


Рисунок 7. Схемы формирования пучка рентгеновского излучения, использующие одну (а) и две (б) обрезавшие щели. Пространственные (по углу 2θ) распределения характеристического излучения ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) в пучках, сформированных однощелевым устройством (1 – $S_1=0.5$ мм; 2 – $S_1=0.25$ мм; 3 – $S_1=0.15$ мм; 4 – $S_1=0.1$ мм) и двухщелевым устройством (5 – $S_1=S_3=0.1$ мм). Измерения выполнены в условиях

$l_1=75$ мм, $l_{12}=100$ мм, $l_2=160$ мм, $l_4=60$ мм, $l_3=400$ мм, $S_2=0.1$ мм. Режим источника $U=20$ кэВ, $I=10$ мА. А – ослабитель ($K=200$).

Анализ представленных на рисунке 7 распределений позволяет охарактеризовать параметры использованного в работе рентгеновского источника, по крайней мере, для выбранных условий его работы ($U=20$ кэВ, $I=10$ мА). Он показывает, что фокальная проекция источника состоит из двух активных зон шириной около 0.05 мм, разделенных мертвой зоной также размером около 0.05 мм. Яркость источника при выбранных условиях эксплуатации составляет $4 \cdot 10^6$ фотон/сек·мср для характеристической составляющей излучаемого им спектра.

Характеристика пучков, сформированных кварцевыми волноводами

Получив сведения об ожидаемом типе пространственного распределения интенсивности характеристической составляющей в прямом пучке и его интегральной интенсивности, можно дать интерпретацию экспериментальным данным, характеризующим распространение потока РИ вдоль плоской узкой протяженной щели, образованной полированными кварцевыми рефлекторами. Если предположить, что основной вклад в интегральную интенсивность пучка, прошедшего через кварцевый волновод, вносит прямой пучок рентгеновской радиации, то на выходе волновода мы должны были бы наблюдать двугорбое распределение интенсивности, соответствующее огибающей 5 на рисунке 7, независимо от ширины щели, а интегральная интенсивность пучка должна была бы линейно уменьшаться в соответствии с зависимостью «2», представленной пунктиром на рисунке 6. Экспериментальные данные, характеризующие распределение интенсивности в пучке, сформированном кварцевым волноводом, и зависимость интегральной интенсивности этого пучка от ширины щели, показывают, что они не могут быть описаны только на основе вклада, вносимого прямым рентгеновским пучком. Естественно предположить, что дополнительные вклады могут быть связаны с многократным полным внешним отражением излучения на поверхности кварцевых рефлекторов в щели волновода. Поскольку угол ПВО мал, размер областей источника излучения, определяющих интенсивность прямого пучка и каждого из двух потоков, испытавших первоначальное полное отражение на каждом рефлекторе, в первом приближении можно считать одинаковым. В

дополнительном предположении, что многократное полное отражение не приводит к большим потерям интенсивности, на рисунке 6 штрих пунктирной линией нанесена зависимость суммарной ожидаемой интегральной интенсивности вклада характеристической радиации, претерпевшей ПВО на поверхностях рефлекторов. Сравнение величин интегральной интенсивности для пучка РИ, сформированного кварцевыми волноводами, для которых ширина щели s попадает в интервал $3 < s < 120$ мкм, с суммарной величиной, ожидаемой в предположении прохождения через волновод прямого пучка и двух потоков, претерпевших полное внешнее отражение, показывает их близость во всем указанном размерном интервале. В то же время, сравнение этих величин для двух других размерных интервалов дает основание полагать, что механизм прямого распространения излучения и его многократного полного отражения в щели на поверхностях кварцевых рефлекторов, составляющих волновод, не могут быть определяющими для описания распространения радиации в щелях с шириной менее 2 мкм. Более того, экспериментальные измерения показали (рис. 5), что при ширине щели менее 2 мкм, пространственное распределение интенсивности характеристического излучения в пучке, сформированном волноводом, представляет собой уширенный монопик. В то же время, присутствие прямого и полностью отраженных пучков, потоки излучения которых являются независимыми, должно приводить к возникновению многокомпонентного пространственного распределения интенсивности РИ в пучке, сформированном волноводом. Ожидаемая многокомпонентная структура действительно регистрируется в распределениях, описывающих пучки РИ, сформированные широкощелевыми волноводами ($s > 3$ мкм). При этом полуширина компонент в этих распределениях оказывалась близкой к величинам, характерным для компонент в пучках, полученных с помощью обрезающих щелей минимального размера (рис. 7в, огибающие 4 и 5) и приблизительно вдвое меньшей, в сравнении с распределениями, полученными для волноводов с узкими щелями $s < 2$ мкм. Более того, число компонент в распределениях, свойственных широкощелевым волноводам, было равно 6, что хорошо согласуется с фактом наличия двух пространственно отдельных активных зон в источнике излучения. В тоже время, тот факт, что эти зоны пространственно отделены друг от друга, оказывается, никак не отражается на аналогичных распределениях,

характерных для узкощелевых волноводов. То есть распределение интенсивности в источнике является второстепенным фактором для формирования распределения интенсивности на выходе волновода. Таким образом, проведенное сопоставление дает основание утверждать, что распространение рентгеновской радиации в широкощелевых кварцевых волноводах происходит в основном в соответствии с суперпозиций механизма прямого распространения потока РИ и механизма его многократного ПВО внутри щели на поверхностях рефлекторов, составляющих этот волновод. Одновременно, проведенный анализ показывает, что при транспортировке РИ узкощелевыми волноводами, доминирует другой механизм распространения этого излучения. При этом существенно заметить, что для сверхузких щелей $s < 200$ нм возможный вклад прямого и полностью отраженных потоков не может превышать 1% от экспериментального измеренного значения.

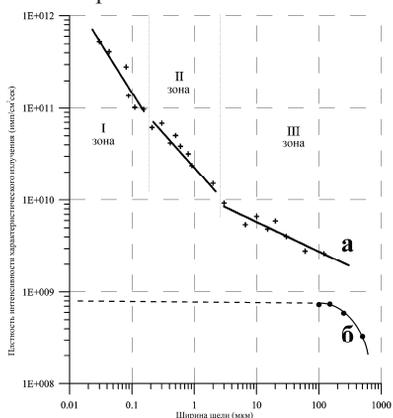


Рисунок 8. Экспериментальные зависимости плотности интенсивности рентгеновской характеристической радиации $\text{CuK}\alpha$ от ширины щели волновода (а) и для пучка, сформированного обрезавшей щелью с разной шириной зазора (б). Значение плотности радиации приведены для положения заднего среза волновода.

На рисунке 8 показаны зависимости, преобразованные из данных, приведенных на рисунке 6. Однако, эти зависимости представляют изменение плотности потока РИ, сформированного волноводами и обрезавшей щелью от ширины щелевого зазора. Эти зависимости четко показывают резкое возрастание плотности интенсивности излучения в пучках, сформированных кварцевыми волноводами. При этом видно, что область, соответствующая волноводно-резонансному механизму транспор-

тировки, существенно выигрывает у области, в которой доминирует механизм ПВО.

В работах [39-45] для объяснения аномально высокой интегральной интенсивности и своеобразной формы пространственного распределения характеристического рентгеновского излучения в пучке, сформированных кварцевыми волноводами со сверхузкими щелевыми зазорами $30 \leq s \leq 200$ нм, была предложена концепция волноводно-резонансного распространения РИ в плоских узких протяженных щелях, образованных гладкими диэлектрическими рефлекторами. А сами волноводы со сверхузкими щелями были названы плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами (ПРВР). Согласно этой концепции, волноводно-резонансный механизм распространения потока излучения реализуется в результате возникновения однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем щелевом пространстве плоского волновода. Однородное интерференционное поле может возникать в узком интервале размеров, верхняя граница которого определяется длиной когерентности транспортируемого излучения. И при этом крайне важно, что согласно этой концепции интегральная интенсивность потока рентгеновского излучения, пропускаемого волноводом, не должна зависеть от ширины волноводной щели. Таким образом, если принять эту концепцию справедливой, то объяснение экспериментальных результатов, иллюстрирующих распространение потока характеристического рентгеновского излучения (CuK_α) через плоскую протяженную щель при варьировании ширины зазора этой щели, приобретает естественный характер. В области сверхузких щелей ($30 < s < 200$ нм) доминирует механизм волноводно-резонансного распространения излучения. В промежуточной размерной области ($200 < s < 2000$ нм) происходит постепенный переход от волноводно-резонансного к свободному распространению пучка с одновременным включением механизма многократного полного внешнего отражения. И, наконец, в области широких щелей ($s > 3$ мкм) последние механизмы становятся доминирующими. Полуколичественное описание модели волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения в узкой протяженной щели представлено в работах [39,44].

Приведенные экспериментальные данные позволяют дать ясное разграничение рентгеновских оптических элементов на устройства,

работающие на базе ПВО и устройства, для которых свойственным является транспортировка РИ по волноводно-резонансному механизму. Устройства первого типа работают в размерной области макро и микропучков РИ, в тоже время для конструирования узлов наноразмерного диапазона необходимо использовать волноводно-резонансную концепцию.

Дифрактометрия и рефлектометрия в условиях волноводно-резонансного формирования рентгеновского пучка

Высокая радиационная плотность и малая расходимость рентгеновского пучка, формируемого плоским волноводом-резонатором, позволяет использовать его для практических целей. На рисунке 9 приведены дифрактограммы монокристаллического кварца в ориентации (101), полученные в стандартной фокусирующей геометрии по Бреггу-Брентано с формированием пучка обрезавшей щелью $S_f=0.1$ мм (9а) и плоским волноводом-резонатором (9б). Дифрактограммы получены используя излучение стандартной рентгеновской трубки БСВ-24 (Fe) при отличающихся режимах, а регистрация осуществлялась без дискриминации по энергии детектируемого излучения. Дифрактограмма, показанная в верхней части рисунка, зарегистрирована при $U=25$ кэВ и $I=3$ мА, в то время как дифрактограмма, соответствующая условию формирования пучка кварцевым волноводом-резонатором с шириной щели $s=93$ нм и длиной $L=100$ мм, получена при $U=25$ кэВ, $I=9$ мА. Обе дифрактограммы нормированы по амплитуде для отражателя (101) на излучении $FeK_{\alpha 1}$. Слабые линии Co и Cu, представленные на дифрактограммах, обусловлены наличием примесей в объёме материала анода трубки. Существенной особенностью геометрии измерений в условиях использования волноводно-резонансного формирования первичного пучка является значительное различие в расстояниях фокус трубки-образец (l_0) и образец-детектор (l_2). Если в условиях измерений в геометрии по Бреггу-Брентано эти расстояния в силу симметрии равны, то при включении в оптическую систему дифрактометра волновода-резонатора симметрия измерений нарушается. Особенность работы волновода-резонатора заключается в том, что он фактически переносит положение реального фокуса трубки F в точку F'. Наиболее оптимальным решением было бы использование двух однотипных волноводов-резонаторов как в формирующем, так и в регистрирующем плечах

дифрактометра. Однако это требует применения специальных юстировочных мер. Геометрия измерений, использованная для получения дифрактограммы в условиях волноводно-резонансного формирователя первичного пучка, является компромиссной. Она соответствует экспериментально найденной дистанции l_2 , которая обеспечивает наилучшее угловое разрешение для регистрируемых рефлексов. Это расстояние, как оказалось, равно половине суммы расстояний от образца до реального и виртуального фокусов F и F'. Естественно, геометрия измерений с использованием волноводно-резонансных устройств является фокусирующей, поскольку волновод-резонатор формирует расходящийся поток рентгеновских лучей с углом $\theta_{out} = \theta_{in} \leq 2\theta_c$, причем угол расходимости определяется шириной проекции фокуса F и расстоянием l_1 (рис. 9б).

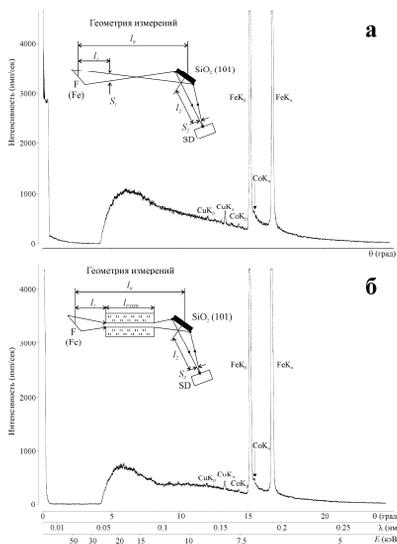


Рисунок 9. Дифрактограмма монокристалла SiO₂ (101), полученная в условиях геометрии Брегга-Брентано (а) и в геометрии, использующей волноводно-резонансное формирование пучка (б). Дифрактограмма (а) зарегистрирована в режиме источника БСВ-24 (Fe) U=25 кВ, I=3 мА. Дифрактограмма (б) – U=25 кВ, I=9 мА; $l_0=l_2=235$ мм, $l_1=50$ мм, $S_1=S_2=0.1$ мм (а); $l_0=235$ мм, $l_2=155$ мм, $l_1=50$ мм, $l_3=85$ мм, $S_2=0.1$ мм (б).

Показанные дифрактограммы могут служить также прекрасной иллюстрацией для описания спектральных свойств волновода-резонатора. В соответствии с моделью волноводно-резонансного распространения излучения в узкой протяженной щели, щель транспортирует излучение

почти без ослабления, если величина $\lambda^2/2\Delta\lambda$ оказывается больше ширины щели [39,44]. Этот параметр для FeK_α близок к 190 нм. Поскольку ширина волноводной щели $s=93$ нм, есть основание считать, что характеристическое излучение будет транспортироваться данным волноводом-резонатором почти без ослабления. В то же время белое излучение трубки согласно приближению Крамера-Венцеля не характеризуется определенным значением $\Delta\lambda$ [48]. По этой причине можно ожидать, что интенсивность белой составляющей на выходе волновода-резонатора будет уменьшаться по мере сближения отражающих плоскостей рефлекторов. Сопоставление представленных на рисунке 9 рентгенограмм действительно отражает эту тенденцию.

Поскольку дифрактограммы были нормированы на интенсивность характеристической радиации, для сопоставления реальной эффективности можно сравнить режимы источника излучения. Оказалось, что для получения той же самой интенсивности линии (101) в случае применения волновода-резонатора мощность излучателя пришлось увеличить в 3 раза. При этом ширина зазора волновода имеет размер меньше ширины обрезающей щели S_1 в 1000 раз, а интегральная интенсивность сформированного волноводом пучка приблизительно на порядок меньше, чем при его формировании щелевым обрезанием (рис. 8). Таким образом, прямое сопоставление полученных экспериментальных данных показывает, что эффективность сбора излучения после брегговского отражения пучка, сформированного волноводом, оказалась в 3 раза выше, чем в случае применения обрезающей рентгеновской оптики. Область засветки поверхности образца при его облучении пучком, вышедшим из волновода, оказывается меньше приблизительно на 3 порядка. На эти же 3 порядка возрастает плотность излучения в пучке. Однако, поскольку отражающая поверхность является плоской, а не вогнутой, как это необходимо для соблюдения идеальных условий Брегг-Брентановского отражения, условия для сбора с меньшей площади образца оказываются лучше. Факт засветки лишь узкой линейчатой зоны поверхности шириной 0.1 ± 0.2 мм при дифрактометрии с применением волноводов позволяет проводить дифракционную топографию исследуемой мишени*. Для получения

* При использовании составных волноводов [40] и соответствующем подборе геометрии возможно проведения топографии с разрешением 1 ± 2 мкм.

усредненных сведений о структурно-фазовых состоянии поверхностного слоя мишени необходимо привлекать методику дифрактометрии в схеме скользящего падения рентгеновского луча [49]. При необходимости достижения предельно возможного углового разрешения в качестве измерительной системы должна быть выбрана двухволноводная геометрия.

Еще одной особенностью применения волноводов в дифрактометрии является предельно низкое значение фоновой составляющей в области малых углов отражения. Детальное измерения показали, что регистрируемый поток излучения в этом угловом интервале практически полностью определяется эффектом полного внешнего отражения. Поэтому можно ожидать, что применение волноводов окажется крайне перспективным для решения задач малоуглового рассеяния рентгеновских лучей. Перспективность подобного предложения может быть продемонстрирована на примере дифрактометрических исследований многослойного рентгеновского зеркала $(W/Si)_n/Si$ на дифрактометре, оснащенный волноводом резонатором [46].

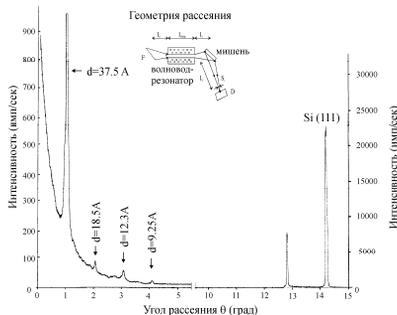


Рисунок 10. Фрагменты дифрактограммы многослойной мишени $(W/Si)_n/Si$ (111). Дифрактограмма получена в условиях формирования первичного пучка плоским волноводом-резонатором (геометрия на врезке) $l_1=75$ мм, $l_{ПРВР}=100$ мм, $l_2=60$ мм, $l_3=160$ мм, $S_1=0.1$ мм. Режим трубки БСВ-24 (Cu) $U=20$ кэВ, $I=10$ мА.

На рисунке 10 представлены фрагменты дифрактограммы, полученные для этой многослойной мишени. На вставке представлена схема выполненных измерений. Геометрическое расстояние между элементами показанной рентгенооптической схемы те же, что и на схеме, примененной для получения дифрактограмм, представленных на рисунке 9. Однако измерения выполнялись с использованием другого источника

излучения [БСВ-24 (Cu)], а примененный волновод-резонатор имел ширину зазора $s=88$ нм. Фрагмент дифрактограммы, помещенной на рисунке справа, соответствует брегговскому отражению от монокристаллической подложки. Недостаточное угловое разрешение связано с одной стороны с компромиссным решением выбора положения детектора, с другой – со смещением на толщину многослойной структуры ($t=145$ нм) монокристаллической поверхности из отражающего положения.

Левый фрагмент дифрактограммы представляет собой "хвост" от эффекта ПВО на верхнем, кремниевом слое многослойки, на который наложены четыре отчетливых пика, обусловленные своим появлением наличием строго периодичного чередования пар слоев в структуре. Эти пики соответствуют отражениям первого, второго, третьего и четвертого порядков. Наличие отражений более высокого порядка, чем первый позволяет говорить о высокой точности удержания толщин субслоев в слоевых парах, образующих многослойное рентгеновское зеркало и, следовательно, о малом уширении субслоевых интерфейсов. Это предположение было подтверждено прямыми измерениями с помощью метода обратного резерфордского рассеяния ионов. Полуширина наблюдаемых отражений соответствует угловой ширине рентгеновского пучка, сформированного волноводом-резонатором ($\Delta\theta \approx 0.08^\circ$). При необходимости проведения измерений с более высоким угловым разрешением вместо обычного волновода-резонатора необходимо применять плоский составной волновод-резонатор, основные свойства которого обсуждаются в работах [40,50].

Простейший составной волновод-резонатор представляет плоскую структуру с последовательным расположением двух однотипных волноводов-резонаторов, разнесенных на некоторое расстояние, попадающее в размерный интервал L_p [40,50]:

$$\lambda/2\theta_c^2 \leq \lambda^3/8\Delta\lambda^2$$

При таком взаимном расположении двух волноводов-резонаторов излучение из первого переходит во второй за счет частичного углового тунелирования, практически не претерпевая ослабления. В то же время угол раствора пучка на выходе второго волновода оказывается меньше угла захвата первого волновода. Хотя детальное изучение явления частичного углового тунелирования потока РИ к настоящему моменту не

закончено, это устройство уже сегодня может быть использовано на практике. На рисунке 11 приведен пример его применения для проведения рентгено-рефлектометрических измерений.

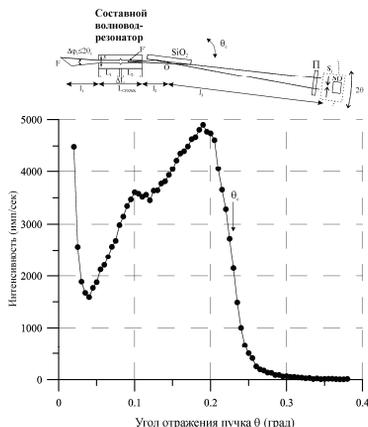


Рисунок 11. Геометрия измерений и экспериментальная кривая рентгеновской рефлектометрии для SiO₂ с применением составного волновода-резонатора $s=88$ нм, $L=100$ мм, $\Delta L=0.1$ мм, $l_1=75$ мм, $l_2=60$ мм, $l_3=400$ мм, $S_1=0.1$ мм.

Обычно для выполнения таких исследований используется монохроматизированный, хорошо коллимированный пучок рентгеновской радиации шириной $0.1 \div 0.01$ мм и углом расходимости около 0.005° [51,52]. Волноводы-резонаторы формируют более узкие пучки, однако, они не монохроматизированны, а их расходимость близка к 0.1° . Существенного снижения расходимости потока РИ можно добиться за счет применения в качестве формирователя первичного пучка составного волновода-резонатора. Составной волновод-резонатор, предложенный в работах [40,50], позволил получить пучок излучения CuK_α шириной 88 нм и угловой расходимостью около 0.05° . Вообще говоря, такая расходимость велика для выполнения аналитической рентгено-рефлектометрии, но для проведения качественных измерений она оказалась вполне достаточной. На рисунке 11 представлена экспериментальная рефлектометрическая зависимость, полученная для полированной кварцевой мишени. Форма этой зависимости оставляет желать лучшего. Однако, она позволяет отслеживать значение θ_c с точностью около 10% на серийно выпускаемых

дифрактометрах. Более того, снижение расходимости пучка, формируемого составным волноводом-резонатором – дело времени.

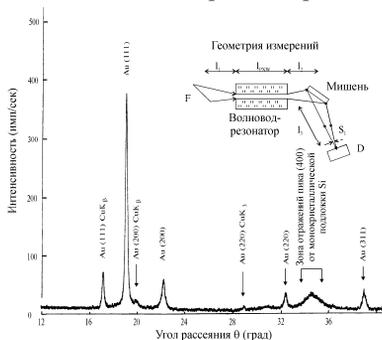


Рисунок 12. Дифрактограмма многослойной структуры Au/SiO₂/Si, полученная в условиях формирования пучка волноводом-резонатором (геометрия на врезке) $l_1=75$ мм, $l_{ПВР}=100$ мм, $l_2=50$ мм, $l_3=160$ мм, $S_1=0.1$ мм, $s=88$ нм. Режим трубки БСВ-24 (Cu) $U=30$ кэВ, $I=35$ мА.

Наиболее широко методы дифрактометрии в нано и микротехнологии используются для фазового, структурного и текстурного анализа тонких пленок. Поскольку интегральная интенсивность у пучков, формируемых волноводом-резонаторов, существенно ниже интенсивности рентгеновского потока после стандартных щелевых формирователей, есть все основания ожидать, что качество дифрактограмм, получаемых при диагностике тонких поликристаллических покрытий окажется недостаточным. Такие пессимистические прогнозы имеют под собой реальную почву, поскольку при дифрактометрировании пленок объем пленочного материала, возбуждаемого пучком, сформированным волноводом-резонатором в режиме съемок θ - 2θ , окажется ничтожно малым. Действительно, для получения дифрактограммы тонкопленочной структуры Au (115 нм)/SiO₂ (100 нм)/Si [100] (рис. 12) приемлемого качества в условиях применения волновода-резонатора пришлось значительно поднять мощность используемого источника излучения. Подслой SiO₂ характеризовался аморфной структурой, однако, соответствующие "галы" оказались практически незаметным вследствие крайней узости падающего пучка. Ориентация мишени на приставке специальным образом выбиралась, чтобы максимально снизить интенсивность отражений монокристаллической подложки. Относительно высокое качество полученной дифрактограммы связано еще и с тем, что

атомы золота характеризуются большим сечением взаимодействия с потоком рентгеновских лучей. Естественно, что анализ неэпитаксиальных покрытий, состоящих из более легких атомов, потребует еще большего увеличения мощности источника, либо проведение дифрактометрического анализа в условиях геометрии скольжения пучка первичного излучения [49].

Рентгенофлуоресцентная спектроскопия твердых и жидких мишеней в условиях применения волноводов-резонаторов

Изложению основ и особенностей методов рентгенофлуоресцентного анализа посвящено значительное количество монографий [22,53,54] и в том числе на русском языке [55-58]. Все они в той или иной степени касаются обсуждения общих проблем рентгенофлуоресценции и количественных методов, созданных на ее основе. Специализированные темы рентгенофлуоресцентной диагностики микроструктур рассмотрены в работах, связанных с формированием возбуждающих микропучков [59-61] и рентгенофлуоресцентным анализом при скользящем падении потока рентгеновского излучения [62]. Рентгенофлуоресцентные исследования, ориентирующиеся на применение электронных микропучков, могут применяться для локального анализа объектов с пространственным разрешением 3÷5 микрон независимо от размера электронного пучка, вследствие специфики возбуждения анализируемого материала. Локальность возбуждения с помощью ионных пучков выше, однако, имеются серьезные проблемы с фокусировкой и сохранностью материала. Сфокусированные с помощью линз Брегга-Френеля рентгеновские пучки, размер которых как уже указывалось выше, достигает 100 нм [20] могут являться прекрасным зондом для получения рентгенофлуоресцентной информации с наноразмерной локализацией. Но реализация такой методики требует наличия синхротронных каналов и не предназначена для широкого распространения. Устройства поликапиллярной оптики могут быть использованы для проведения рутинных анализов, однако уровень локализации формируемых ими потоков рентгеновских лучей не превышает диаметра отдельных капилляров, составляющих поликапиллярную сборку, т.е. 3÷5 микрон. В плане локализации воздействия РИ волноводно-резонансный способ формирования пучка имеют существенное преимущество перед всеми другими способами создания

рентгеновских микро и нанопотоков, хотя пока только по одной координате. Однако, максимум преимуществ рентгенофлуоресцентного анализа в условиях использования волноводов-резонаторов может быть реализован при проведении измерений в геометрии полного внешнего отражения [63-66].

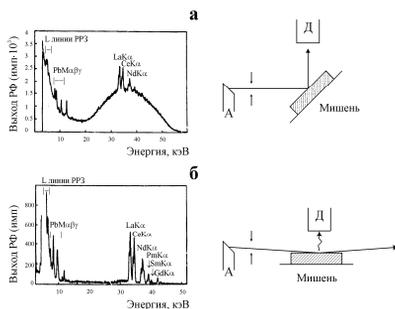


Рисунок 13. Геометрия измерений и спектры РФА (а) и РФА ПВО (б) одного и того же объекта: сухого остатка раствора, содержавшего 100 мкг/мл атомов La, Ce и Nd в условиях одинакового режима источника ($U=60$ кэВ, $I=30$ мА) и времени набора $\tau=1000$ сек.

Стандартная геометрия выполнения рентгенофлуоресцентных измерений при рентгеновском возбуждении предполагает расположение плоской анализируемой мишени под углом 45° к направлению распространения первичного пучка [53]. Под углом 90° к этому направлению располагается либо полупроводниковый детектор рентгеновской радиации, либо щель кристалло-дисперсионного регистратора (рис. 13а, справа). Рентгенофлуоресцентные измерения при полном внешнем отражении возбуждающего излучения (РФА ПВО) выполняются в условиях жесткого коллимирования возбуждающего пучка и обеспечении угла падения этого пучка на поверхность образца меньшего, чем критический угол ПВО θ_c [62]. Поскольку θ_c обычно составляет $0.1 \pm 0.2^\circ$, стандартные РФА ПВО спектрометры обеспечиваются системами, формирующими малорасходящиеся пучки с углом раствора около 0.01° и менее (рис. 13б, справа). В левой части рисунка 13 представлены спектры рентгеновской флуоресценции от одного и того же образца, полученные в условиях одинаковой мощности источника и времени экспозиции. Образец являлся не массивной мишенью, а тонкой пленкой на майларовом носителе, образовавшейся после высыхания исследуемого водного

раствора. Приведенные спектры показывают, что при низких концентрациях элементов в растворе на уровне 100 микрограммов на миллиметр количественный анализ на основе данных, полученных в стандартной геометрии измерений, затруднен, вследствие колоссального выхода фоновой составляющей. В то же время при измерениях в геометрии полного внешнего отражения выполнение количественного анализа не вызывает затруднений. Более того, метод РФА ПВО не нуждается в использовании специализированного пакета программ, учитывающих влияние элементов друг на друга. Дело в том, что в отличие от измерений в стандартной геометрии, данные РФА ПВО отражают содержание элементов в приповерхностном слое толщиной 6÷10 нм. Такой метод анализа считается одним из базовых диагностических методов нанотехнологии [22].

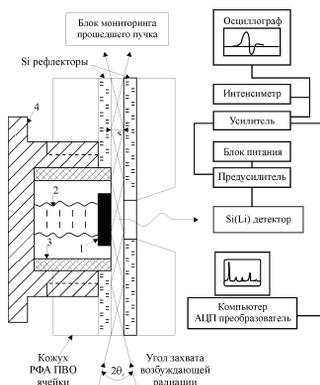


Рисунок 14. Блок-схема макета РФА ПВО спектрометра, смонтированного на базе волновода-резонатора. 1 – мишень; 2 – фиксатор; 3 – стеклоглеродное кольцо; 4 – держатель.

Стандартная РФА ПВО спектроскопия опирается на данные, полученные при отражении малорасходящегося первичного потока рентгеновского излучения. Использование почти нерасходящегося пучка позволяет проводить элементное концентрационное профилирование по глубине мишени с разрешением до 1 нм. Однако создание такого пучка связано со значительной потерей интенсивности, что вынуждает производителей устанавливать на фабричные РФА ПВО спектрометры трубки с вращающимся анодом [67]. В то же время возможен прямо противоположный подход – использование расходящегося возбуждающего

На рисунке 14 представлена блок-схема первого в мире РФА ПВО спектрометра, построенного на базе волноводно-резонансного формирователя возбуждающего потока* [68]. В этом спектрометре поверхность образца является фактическим продолжением волноводно-резонансного канала. Поверхностный слой образца подвергается воздействию интенсивного почти полностью отражающегося потока рентгеновской характеристической радиации (MoK_{α}) и присутствующего вклада белого излучения (рис. 9). Возбужденное вторичное характеристическое излучение через отверстие в кварцевом резонаторе попадает в рентгеновский полупроводниковый детектор и регистрируется многоканальным анализатором. Спектр имеет форму многоканальной гистограммы, в которой номер канала соответствует энергии регистрируемого вторичного излучения, а количество зарегистрированных в канале импульсов отражает интенсивность выхода характеристических линий спектра, которые, в свою очередь, позволяют судить о присутствии в анализируемой мишени тех или иных элементов. Интенсивность зарегистрированных линий непосредственно связана с концентрацией обнаруженных в мишени элементов [41,62,68]. В качестве примера РФА ПВО анализа на рисунке 15 приведены экспериментальные спектры рентгеновской флуоресценции некоторых объектов: пленки Fe (200 нм)/Si [41] и грани особоистого монокристалла Hf малого размера. Приведенные спектры показывают крайне низкое значение фоновой составляющей, позволяющие легко диагностировать содержание сопутствующих элементов на уровне 10^{11} ат/см² и ниже. При этом надо иметь в виду, что мощность источника составляла всего 125 Вт ($U=25$ кэВ, $I=5$ мА).

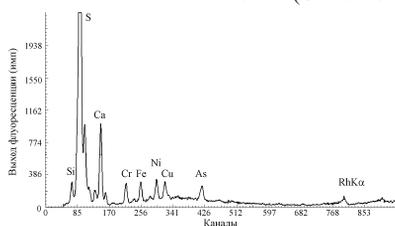


Рисунок 16. РФА ПВО спектрометр сухого остатка водносолевого раствора, содержащего дозированную концентрацию примеси. Получен в условиях

* Похожий РФА ПВО спектрометр на базе бесщелевого рентгеновского коллиматора в настоящее время функционирует в Гватемале (E-mail: fisichem@fisichem.com).

формирования пучка бесщелевым коллиматором. Режим трубки (Rh) $U=30$ кэВ, $I=0.2$ мА.

В качестве примера использования РФА ПВО спектрометра для анализа примесного состава жидкостей на рисунке 16 показан спектр рентгеновской флуоресценции сухого остатка водного раствора сернокислых солей, содержавшего 9 миллиардных долей атомов хрома, 5 – атомов Си и 8 – атомов мышьяка. Измерения выполнены с использованием излучения RhK_{α} на спектрометре с бесщелевым волноводно-резонансным формирователем при мощности излучения источника $W=15$ Вт. (Спектр любезно предоставлен проф. R.E. Ayala, университет г. Лос Просерес, Гватемала.) На спектре кроме специально добавленных примесей наблюдаются линии побочных микропримесей Ni, Fe и Ca, причем содержание атомов кальция существенно превосходит концентрацию сделанных добавок. Кроме того, в спектре присутствуют линии K, Ag, S, и Si. Сера и калий присутствуют в сухом остатке. Линия Si соответствует наличию атомов кремния в кварцевой подложке. Линия Ag связана с возбуждением микрообъема газовой среды в спектрометре. Увеличение фоновой составляющей в форме "горба" в энергетическом интервале между линиями CaK_{α} и AsK_{α} является результатом рассеяния белой составляющей спектра на аморфной структуре исследуемого сухого остатка. Представленный спектр показывает, что РФА ПВО спектрометр, снабженный волноводно-резонансным формирователем первичного пучка, с успехом может быть использован для изучения примесного состава не только поверхностной области твердых тел, но и жидкости с предельно низким содержанием загрязнений. Наличие в спектре линии Ag явилось достаточным основанием для предположения о возможности создания на базе волновода-резонатора рентгенофлуоресцентного газоанализатора. И такой газоанализатор действительно удалось создать [69].

Трудности рентгенофлуоресцентного анализа газовой фазы связаны прежде всего со снижением атомной плотности в сравнении с твердым и жидким состоянием приблизительно на 3 порядка. В тоже время плотность потока излучения в канале рентгеновского волновода-резонатора возрастает в сравнении с формированием обрезывающими щелевыми устройствами на 3÷4 порядка. Таким образом, есть все основания ожидать, что подобный анализатор будет характеризоваться приемлемой чувствительностью и эффективностью. На рисунке 17 показана блок-схема функционирующего

рентгенофлуоресцентного газоанализатора на базе плоского кварцевого волновода-резонатора. Его аналитическая ячейка представляет собой два кварцевых рефлектора с волноводным каналом между ними и сквозным круглым отверстием, перпендикулярным каналу. Через отверстие может прокачиваться анализируемая газовая смесь и выходить вторичная флуоресценция. Возбуждаемый газовый объем определяется шириной волноводной щели и диаметром отверстий в кварцевых резонаторах. На рисунке 18 приведен экспериментальный спектр выхода рентгеновской флуоресценции, характеризующий состав газовой атмосферы лаборатории ядерной физики ИФТМ РАН. (На спектре отсутствуют линии кислорода и азота, вследствие их поглощения в Ве окне полупроводникового детектора.) Из линий, представленных в спектре, к атмосферным, по-видимому, относятся SiK_{α} , AgK_{α} и KrK_{α} . Остальные линии, скорее всего, характеризуют загрязнение окна детектора и неконтролируемой флуоресцентный вклад от деталей установки. В работе [69] обсуждается подход к определению атмосферного загрязнения на основе прямого анализа микрообъемов газовых смесей и даны исчерпывающие рекомендации по улучшению аналитических характеристик устройства.

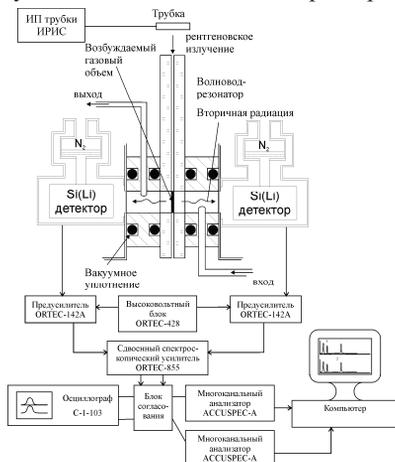


Рисунок 17. Блок-схема РФА спектрометра-газоанализатора, созданного на базе плоского рентгеновского волновода-резонатора.

Области применения подобного газоанализатора крайне широки. В силу своей компактности и низкого энергопотребления он может быть широко использован для непрерывного непосредственного мониторинга

окружающей среды. При использовании специальных детекторов он будет востребован в шахтах и горных выработках для контроля содержания метана в атмосфере. Его можно применять в медицине для диагностики различных заболеваний по данным анализа выдыхаемого пациентом воздуха. К сожалению, ввиду отсутствия финансирования, работы по развитию данного направления в настоящее время приостановлены.

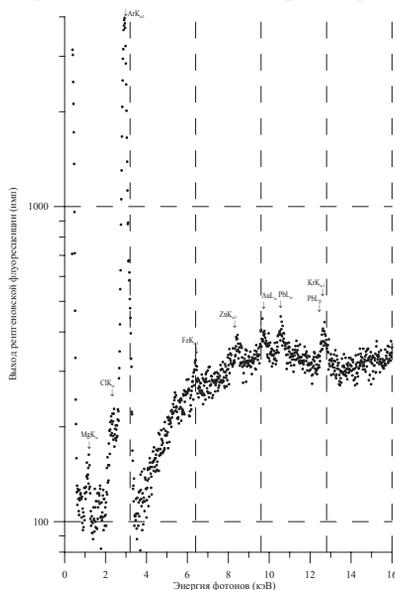


Рисунок 18. Рентгенофлуоресцентный спектр газовой смеси, характерной для стандартных рентгеновских лабораторий. Линии N_2 и O_2 не представлены вследствие значительного поглощения для энергий этих линий в Ве окне детектора.

Перспективы устройств на базе волноводов-резонаторов

Волноводы-резонаторы, используемые сегодня на практике, несмотря на высокие результаты, достигаемые благодаря их применению, являются крайне примитивными устройствами. Конечно, для их изготовления нужна достаточно совершенная технологическая база, поскольку получать щелевое пространство неизменной ширины с высоким качеством пограничных интерфейсов не является тривиальной задачей. Однако их принципиальная конструкция весьма незатейлива. Тем не менее, имеется ряд неясных технологических вопросов, связанных с их изготовлением, а также значительное число направлений их совершенствования.

Совершенно не ясным является вопрос о форме и качестве обработки торцов рефлекторов волноводов с точки зрения достижения их максимальной эффективности. Остается непонятным, как будет сказываться на параметрах волновода некоторая неодинаковость длины рефлекторов и возможное отклонение от перпендикулярности среза их краев.

С точки зрения развития этого направления имеются определенные перспективы по использованию кварцевых волноводов с применением покрытий для волноводных каналов из тонких пленок материалов с повышенной плотностью, например, W, TiC, HfO_2 и др. По сути, в работах Званенбурга с сотрудниками использовались именно такие волноводы с шириной щелей, относящихся к переходной области (рис. 7) [36,37]. Использование покрытий повышенной плотности приведет к существенному повышению угла захвата излучения, правда, и угла расходимости на выходе, тоже. Однако, если использовать покрытие с изменяющейся по длине волновода плотностью, можно построить волновод-резонатор с углом захвата излучения, значительно превосходящим угол расходимости на его выходе. Аналогичный результат достигается и при использовании составного волновода-резонатора. Объединение двух этих технологий сулит дополнительное увеличение радиационной плотности на исследуемой мишени не менее чем на два порядка. Еще одним резервом волноводно-резонансной технологии является использование в качестве резонаторов многослойных рентгеновских зеркал. Из рисунка 10 видно, что первое наиболее интенсивное отражение, характерное для многослойной структуры, располагается достаточно близко к распределению интенсивности, связанному с ПВО. При надлежащем выборе материалов слоев и параметров чередования пар слоев можно получить перекрытие зон Брегговского и ПВО отражений. Рефлекторы с подобными многослойными покрытиями будут характеризоваться расширенной зоной захвата излучения. К сожалению не очень понятно, как это излучение будет транспортироваться полученным волноводом. Использование модели волноводно-резонансного монохроматора, описанной в работе [39], не позволяет дать ответ о параметрах пучка на выходе такого волновода.

Весьма интересным является использование волновода-резонатора, как радиационного фильтра. При нанесении в качестве покрытия на

рефлекторы волновода Ni содержащую диэлектрическую пленку, он может использоваться как фильтр, отсекающий CuK_β и резко ослабляющий высокоэнергетическую часть спектра рентгеновской трубки с медным анодом. Интенсивность основных характеристических линий CuK_α при этом вовсе не испытывает ослабления. Более того, при определенном подборе толщин слоев и материалов многослойного покрытия можно получить узкополосный фильтр рентгеновского излучения, который конечно будет уступать монохроматору по ширине пропускаемого энергетического интервала, но зато будет выдавать супер узкий рентгеновский поток по интенсивности на много порядков превышающий то, что формируется после монохроматора.

Одним из наиболее слабых мест практической значимости волноводов-резонаторов является проигрыш обрезаящим щелевым устройством в интегральной интенсивности рентгеновского пучка. Увеличение интегральной интенсивности пучка на его выходе может быть достигнуто двумя путями. Иллюстрация первого из них представлена на рисунке 19. На этом рисунке показана принципиальная конструкция пятищелевого волновода-резонатора. В качестве прослоек могут быть использованы имеющиеся в настоящее время на рынке кремниевые пластины толщиной 10 микрон с двухсторонним оксидным слоем толщиной около 0.5 микрон. На выходе такого волновода-резонатора будет получено пятикратное увеличение интегральной интенсивности пучка, однако не исключено, что полученный на выходе пучок шириной L_x будет характеризоваться наличием интерференционных эффектов.

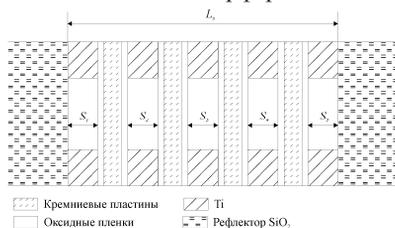


Рисунок 19. Схема многощелевого рентгеновского волновода-резонатора.

Второй путь увеличения интегральной интенсивности иллюстрируется рисунком 20а. Он состоит в том, что на входе волновода-резонатора делается раструб определенной формы и размера и, возможно, снабженный покрытием из материала высокой плотности. Такой раструб

существенно увеличит сбор радиации, а в результате эффекта полного отражения почти все собранное излучение попадет в волноводно-резонансный канал и далее почти без ослабления будет доставлено к мишени. Предварительные расчеты и эксперименты показали, что подобная модификация способна более чем на порядок увеличить интегральную яркость пучка на выходе волновода-резонатора при сохранении всех его преимуществ.

Волноводы-резонаторы могут оказаться крайне полезным дополнением для синхротронной техники. Пучки на выходе синхротронов характеризуются крайне высокой интенсивностью, весьма малой расходимостью и размерами в сечении около 10 мкм^2 [2-4]. Используя два скрещенно расположенных волновода-резонатора, снабженных входными раструбами (рис. 20б), можно получить на выходе пучок с сечением $0.01 \div 0.001 \text{ мкм}^2$ и на несколько порядков увеличенной плотностью излучения. При этом, правда, возможен перегрев волноводов и возникновение нелинейных эффектов при транспортировке.

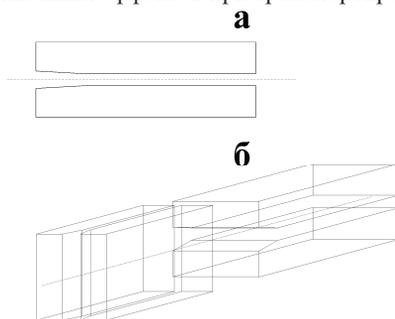


Рисунок 20. Схема рентгеновского волновода-резонатора с входным раструбом на входе (а). Схема формирования точечного фокуса с помощью двух скрещенных волноводов-резонаторов с раструбами на входе.

Описанные выше реальные и возможные применения волноводов-резонаторов являются крайне ценными и полезными с точки зрения реальной практики. Но все они меркнут перед возможностью создания на базе волновода-резонатора устройства, позволяющего управлять параметрами выходного рентгеновского пучка. Длина волны рентгеновского излучения крайне мала ($\lambda_{\text{CuK}\alpha} = 0.153 \text{ нм}$). Способы влияния на электромагнитное излучение столь малой длины волны мало эффективны (полное отражение, отражение Брегга, эффект Бормана). В то

же время стоячая волна, возникающая при полном внешнем отражении потока рентгеновского излучения, характеризуется периодом, на два-три порядка большим длины волны этого излучения. Поскольку период стоячей волны больше, то и эффективность воздействия на нее должна возрасти. В работах [40,50] была сделана экспериментальная попытка повлиять на поток рентгеновских лучей путем воздействия на интерференционное поле стоячей рентгеновской волны в щели волновода-резонатора. Появление зазора между последовательно установленными волноводами-резонаторами приводит к локальной модификации интерференционного поля и как результат – к уменьшению угловой расходимости пучка на выходе волновода при практическом сохранении его интенсивности. Таким образом, задача управления пучком фактически сводится к поиску средств и методов эффективного и простого влияния на интерференционное поле. Одним из таких методов является, например, создание на поверхности рефлекторов ультразвуковых акустических волн нужной интенсивности и конфигурации. Не исключено, что такое воздействие можно будет оказывать через обратимые фазовые превращения или, например, созданием управляемых жидкокристаллических пленок.

Авторы благодарят за интерес к работе профессоров R.F. Ayala, Э.В. Суворова, J. Kawai и президента компании X-ray Precision, доктора Y. Hosokawa.

Обзор подготовлен при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ №02-02-22009 и №03-02-17267.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Рентгеновские трубки, моноблоки и излучатели // Рентгентехника, под ред. В.В. Ключева. М.: Машиностроение. 1980. т.1, С. 69-135.
- [2] BESSY – Highlights 2001-Scientific Highlight, Berliner Electron. Gessel. Synch.m.b.H, Berlin. 2002. 66 p.
- [3] European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), Highlight-2001, Scientific Highlight. Grenoble: Imprimerie du Pont de Claix. 2002. 135 p.
- [4] SPring-8, Research Frontiers 2001 B/2002A. Hyogo: Ono Printing Co. Ltd. 2002. 145 p.
- [5] X-ray Science and Technology / eds. by A.G. Michette, C.J. Buckley. Bristol: Institute of Physics Publishing. 1993. 369 p.

- [6] E.L. Saldin, E.V. Schneidmiller, M.V. Yurkov. The Physics of Free Electron Lasers. Berlin: Springer. 2000. 464 p.
- [7] O.V. Mokhin, M.A. Kumakhov, N.S. Ibragimov, V.D. Gelever. Microfocus X-ray generator for certification of Kumakhov microlenses // Proceeding of SPIE. v4765. 2002. P. 194-196.
- [8] Laser-X, X-ray tube system for portable XRF // Prospect of Amptek Inc. Bedford: Amptek Inc. Printed. 2003. 2 p. (www.amptec.com)
- [9] J.D. Brownridge, S. Raboy. Investigations of pyroelectric generator of X-rays // J. Appl. Phys. v86. 1999. P. 640-647.
- [10] A.H. Compton. The total reflection of X-rays // Phil. Mag. v45. 1923. P. 1121-1131.
- [11] J. Marton. The glass tube as X-ray guide // Appl. Phys. Let. v9. 1966. P. 194-195.
- [12] P.J. Mallozzi, H.M. Epstein, R.G. Jung. Laser-generated plasmas as a source of X-ray for medical applications // J. Appl. Phys. v45. 1974. P. 1891-1895.
- [13] M. Watanabe, I.H. Suzuki, T. Hidako, N. Tanio. Soft X-ray transmission characteristics of hollow-core fused-quartz filters // App. Optics. v24. 1985. P. 4206-4209.
- [14] M.A. Kumakhov, F.F. Komarov. Multiple reflection of surface X-ray optics // Phys. Rep. v191. 1990. P. 289-350.
- [15] Kumakhov Optics and Application // Proceeding of SPIE. v4155. 2000. 150 p.
- [16] Reports on First International Conference on X-ray and neutron capillary optics, Zvenigorod 2001 // Proceeding of SPIE. v4765. 2002. 223 p.
- [17] Prospect bulletin of HORIBA Ltd: HRE-3904A, X-ray analytical microscope XGT-5000. Kyoto: Horiba Published. 2003. 12 p. (www.horiba.com)
- [18] V.V. Aristov, Yu.A. Basov, G.N. Kulipanov and others. Focusing properties of a Bragg-Fresnel lens in the white spectrum of synchrotron radiation // NIM. A274. 1989. P. 390-393.
- [19] A. Erko, Yu. Agafonov, L.A. Panchenko and others. Elliptical multilayer Bragg-Fresnel lenses with submicron spatial resolution for X-rays // Optics Comm. v106. 1994. P. 146-150.

- [20] H. Takano, Y. Suzuki, A. Takeuchi. Sub-100 nm hard X-ray microbeam generation with Fresnel zone plate optics // *Japan J. Appl. Phys.* v42. 2003. P. L132-L134.
- [21] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengener. A compound reflective lens for focussing high energy X-rays // *Nature.* v384. 1996. P. 49-51.
- [22] X-ray spectrometry: Recent technological advances / eds. K. Tsuji, J. Injuk, R. Van Grieken. Amsterdam: Wiley Europa. 2004. 616 p.
- [23] Х.Г. Унгер. Планарные волоконные оптические волноводы. М.: Мир. 1980. 656 с.
- [24] P.B. Hirsch, J.N. Kellar. An X-ray Micro-beam technique: 1-Collimation // *Proc. Phys. Soc. London Sci. B64.* 1951. P. 369-392.
- [25] E. Spiller, A. Segmuller. Propagation of X-rays in waveguide // *Appl. Phys. Let.* v24. 1974. P. 60-61.
- [26] Y.P. Feng, S.K. Sinha, H.W. Deckman, J.B. Hasting, D.P. Siddons. X-ray flux enhancement in thin film waveguides using resonant beam couplers // *Phys. Rev. Let.* v71. 1993. P. 537-540.
- [27] Y.P. Feng, S.K. Sinha, E.E. Fullerton and others. X-ray Fraunhofer diffraction patterns from a thin film waveguides // *Appl. Phys. Let.* v67. 1995. P. 3647-3649.
- [28] S. Lagomarsino, W. Jark, S. Di Fonzo and others. Submicrometer X-ray beam production by a thin film waveguide // *Appl. Phys.* v79. 1996. P. 4471-4473.
- [29] W. Jark, S. Di Fonzo, S. Lagomarsino and others. Properties of a submicrometer X-ray beam at the exit of a waveguide // *Appl. Phys.* v80. 1996. P. 4831-4836.
- [30] S. Di Fonzo, W. Jark, G. Soullie and others. Submicrometre resolution phase-contrast radiography with a beam from an X-ray waveguide // *Synchrotron radiation.* v5. 1998. P. 376-378.
- [31] W. Jark, A. Cedola, S. Di Fonza and others. High gain beam compression in new generation thin film X-ray waveguides // *App. Phys. Let.* v78. 2001. P. 1192-1194.
- [32] M. Bedzyk, G. Bommarito, J. Schildkraut. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Let.* v69. 1989. P. 1376-1379.
- [33] Т.А. Мингазин, В.И. Зеленов, В.Н. Лейкин. Бесщелевой коллиматор рентгеновских лучей // *ПТЭ.* №1. 1981. С. 229-232.

- [34] В.Н. Лейкин, Т.А. Мингазин, В.И. Зеленов. Коллимирующее устройство для рентгеновских лучей // ПТЭ. №3. 1981. С. 208-210.
- [35] В.Н. Лейкин, Т.А. Мингазин, В.И. Зеленов. Формирование рентгеновских пучков бесщелевым коллиматором // ПТЭ. №6. 1984. С. 33-37.
- [36] M.J. Zwanenburg, J.F. Peters, J.H.H. Bongaerts and others. Coherent propagation of X-ray in a planar waveguide with turnable air gap // Phys. Rev. Let. v82. 1999. P. 1696-1699.
- [37] M.J. Zwanenburg, J.F. van der Veen, H.G. Ficke, H. Neerings. A planar X-ray waveguide with a tunable air gap for the structural investigation of confined fluids // Rev. Sci. Inst. v71. 2000. P. 1723-1732.
- [38] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Application of an planar X-ray waveguide for structure study of thin film coating // Thin Solid Films. v398-399. 2001. P. 405-412.
- [39] V.K. Egorov, E.V. Egorov, T.V. Bil'chik. Planar X-ray waveguide-resonator and some aspects of its practical application // Исследовано в России (электронный журнал). т.3. 2002. С. 423-441. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/040e.pdf>
- [40] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Composite X-ray waveguide-resonator as a background for a new generation of the material testing equipment for films on Si substrates // Proceeding of MRS. v716. 2002. P. 189-195.
- [41] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Волновод-резонатор как формирователь пучка возбуждения для рентгенофлуоресцентного анализа // Аналитика и контроль. т.6. №4. 2002. С. 410-420.
- [42] V. Egorov, E. Egorov. Planar X-ray waveguide as a possible alternative to an X-ray polycapillary optics // Proceeding of SPIE. v4765. 2002. P. 44-59.
- [43] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Применение волновода-резонатора рентгеновского излучения для дифрактометрии и рентгенофлуоресцентного анализа // Поверхность (рент. синх. нейтр. исследования). №2. 2003. С. 65-74.
- [44] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Waveguide-resonance mechanism for X-ray beam propagation: physics and experimental background // Advances in X-ray Analysis. v46. 2003. P. 307-313.

- [45] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Волновод-резонатор рентгеновского излучения как возможный конкурент синхротронных источников радиации // Исследовано в России (электронный журнал). т.141. 2003. С. 1679-1692. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2003/141.pdf>
- [46] В.К. Егоров, Е.В. Егоров, А.С. Кондаков. Возможности ионопучковой диагностики многослойных рентгеновских зеркал // Поверхность (рент. синх. нейтр. исследования). №5. 2003. С. 18-23.
- [47] EG&G Ortec. Applied Nuclear Spectroscopy. Modular Pulse-Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors. Oak Ridge: Ortec Published. 1997/1998. 2360 p. (<http://www.ortec-online.com/>)
- [48] А. Комптон, С. Алисон. Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент. Ленинград: ОГИЗ. 1941. 672 с.
- [49] Л.Г. Шабельников. Определение фазового состава тонких пленок ВТСП методами рентгеновской дифрактометрии в схеме скользящего падения пучка // Заводская лаборатория. т.56. №8. 1990. С. 94-97.
- [50] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Составной волновод-резонатор рентгеновского излучения, как основа для создания новых приборов тестирования поверхности // Материалы 8 Международной Конференции "Высокие технологии в промышленности России". М.: ООО Марш-Медиа. 2002. С. 226-230.
- [51] А.И. Алиханов. Оптика рентгеновских лучей. Серия: Проблемы новейшей физики. Ленинград: ГТТИ. 1933. 104 с.
- [52] L.G. Parrat. Surface studies of solids by total reflection of X-rays // Phys. Rev. v95. 1952. P. 359-369.
- [53] E.P. Bertin. Principles and practice of spectrometric analysis. New York: Plenum Press. 1975. 1079 p.
- [54] R. Jenkins, R.W. Gould, D. Gedcke. Quantitative X-ray spectrometry. New York: Markel Dekker. 1995. 484 p.
- [55] Н.Ф. Лосев. Количественный рентгеноспектральный флуоресцентный анализ. М.: Наука. 1969. 336 с.
- [56] Рентгенофлуоресцентный анализ, применение в заводских лабораториях. Сб. научных трудов под ред. Х. Эрхарда. М.: Metallургия. 1985. 254 с.

- [57] А.Н. Жуковский, Г.А. Пшеничный, А.В. Мейер. Высококчувствительный рентгенофлуоресцентный анализ с полупроводниковыми детекторами. М.: Энергоатомиздат. 1991. 161 с.
- [58] А.Г. Ревенко. Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ природных материалов. Новосибирск: В.О. Наука, Сибирская изд. фирма. 1994. 264 с.
- [59] Количественный электронно-зондовый микроанализ, под ред. В. Скотта, Г. Лава. М.: Мир. 1986. 382 с.
- [60] Nuclear microprobe technology and applications // Proceeding of the First International Conference, eds. G.W. Grime, F. Watt. Amsterdam: North-Holland. 1988. P. 281-506. (NIM, B30, 1988.)
- [61] X-ray microscopy and spectromicroscopy / ed. by J. Thieme, G. Schmahl, D. Rudolph. Berlin: Springer. 1998. 450 p.
- [62] R. Klockenkamper. Total reflection X-ray fluorescence analysis. New York: Wiley. 1997. 245 p.
- [63] В.К. Егоров, А.П. Зуев, Б.А. Малюков. Диагностика загрязнения поверхности кремниевых пластин методом РФА ПВО // Изв. ВУЗов, Цветная металлургия, №5, 1997. С. 54-63.
- [64] В.К. Егоров, А.П. Зуев, О.С. Кондратьев, Е.В. Егоров. Применение бесщелевого коллиматора рентгеновского излучения для повышения эффективности РФА ПВО диагностики ультранизкого загрязнения поверхности // Поверхность (рент. синх. нейтр. исследования). №6. 2001. С. 27-36.
- [65] Т.В. Бильчик, Е.В. Егоров, В.К. Егоров. РФА ПВО спектроскопия с волноводно-резонансным формирователем возбуждающего пучка // Экологические системы и приборы. №10. 2002. С. 13-20.
- [66] В.К. Егоров, Е.В. Егоров, Т.В. Бильчик. Особенности практической РФА ПВО спектроскопии с волноводно-резонансным формированием возбуждающего пучка // Аналитика и контроль. т.6. №4. 2002. С. 421-433.
- [67] Rigaku/Total reflection X-ray fluorescence spectrometer 3750 TXRF // Prospect Rigaku International Corp. CES 123C/980910NS. Tokyo: Rigaku Printed. 2002. 8 p. (www.rigaku.com)

- [68] В.К. Егоров, Е.В. Егоров, Т.В. Бильчик. РФА ПВО спектроскопия пленочных структур и поверхности материалов электронной техники в условиях применения волноводов-резонаторов рентгеновского излучения // Материалы 9 Международной конференции "Высокие технологии в промышленности России". М.: изд. ОАО ЦНИИ "Техномаш". 2003. С. 179-285.
- [69] В.К. Егоров, Е.В. Егоров, А.И. Анискин. Рентгенофлуоресцентный газонализатор элементного состава газовой смеси на базе рентгеновского волновода-резонатора для медицины, промышленности и экологии // Материалы II Российского межрегионального симпозиума. Калуга: изд. Калужского филиала МГТУ им. Баумана. 2004. С. 183-189.

Применение плоского волновода-резонатора в качестве высокоэнергетического фильтра рентгеновского излучения.

Предположение использовать плоский рентгеновский волновод-резонатор (ПРВР) в качестве ослабителя вклада белой составляющей потока радиации, генерируемого рентгеновской трубкой, кажется достаточно очевидным. Дело в том, что длина когерентности белого излучения не является стационарным параметром и представляется широким спектром значений, которые зависят от энергии тормозящегося пучка электронов, геометрии рассеяния и материала анода [1]. Поскольку при выбранной ширине щели ослабление интенсивности потока определяется длиной когерентности излучения, можно ожидать уменьшения относительной доли белой составляющей в общей интенсивности пучка на выходе ПРВР при сужении щелевого зазора. Например, в работе [2] наличие такого уменьшения было показано прямыми экспериментальными измерениями для излучения трубки с молибденовым анодом.

В тоже время казалось крайне заманчивым построение волновода-резонатора, способного работать в качестве так называемого β -фильтра за счет введения в поверхностный слой рефлекторов ПРВР атомов, характеризующихся наличием края поглощения, расположенным между энергиями линий $E_{K\alpha}$ и $E_{K\beta}$ характеристического излучения трубки. Для проведения пилотных работ этого направления были использованы рефлекторы с диэлектрическим поверхностным слоем, содержащим атомы Fe. Рефлекторы были изготовлены из материала дисковых информационных носителей первого поколения. Они представляли собой дюралиевые пластины размером $100 \times 33 \text{ мм}^2$, на которых был нанесен $3 \times$ микронный слой эпоксидной матрицы, содержавшей мелкодисперсный порошок магнетита (Fe_3O_4). На рисунке 1 приведена дифрактограмма образца использованных в работе рефлекторов, на которой представлены линии магнетитовой фазы, содержащейся в пленке, и линии, характеризующие подложку. Толщина пленки и распределение атомов Fe в ней были определены методом резерфордского обратного рассеяния ионов водорода [3]. Обработка полученных спектров показала, что атомы железа распределены в слое эпоксидной матрицы равномерно по толщине

с атомным содержанием около 15%. Поверхностная шероховатость использованных рефлекторов не превышала 10 нм.

Экспериментальные исследования потока рентгеновского излучения (РИ) на выходе различных систем его формирования выполнялись на дифрактометре HZG-4 (БГ-0) с помощью измерительной схемы, построенной на основе блочной электроники системы NIM (Ortec) [4]. Источником радиации служила трубка БСВ-27 (Co). Изучение спектрального состава потока на выходе волновода-резонатора осуществлялось с помощью кристалла монохроматора SiO_2 [101] путем преобразования шкалы абсцисс угловой диаграммы θ - 2θ в координаты длин волн и энергий.

Обычно в качестве β -фильтра для кобальтового характеристического излучения используется железная фольга толщиной около 20 мкм. Такой фильтр обеспечивает снижение интенсивности линий CoK_β на дифрактограммах приблизительно в 500 раз, одновременно ослабляя интенсивность $\text{CoK}_{\alpha 1\alpha 2}$ приблизительно в два раза [5]. Именно с использованием такого фильтра была получена дифрактограмма, представленная на рисунке 1. На ней отсутствуют признаки отражений, соответствующие характеристическому β -излучению. Первоначально предполагалось, что будут достигнуты аналогичные результаты с полным или хотя бы частичным подавлением характеристической β -компоненты в потоке РИ на выходе ПРВР, изготовленного на базе рефлекторов, содержащих в своих поверхностных слоях значительное количество атомов Fe. Однако, проведенные измерения показали, что это не так.

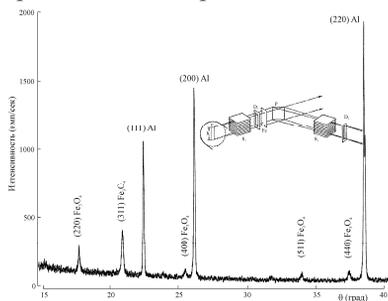


Рисунок 1. Дифрактограмма пленочной структуры $(\text{Fe}_3\text{O}_4 + \text{эпок.})/\text{Al}$ с толщиной покрытия $t=3$ мкм, полученная в фокусирующей геометрии θ - 2θ . Режим трубки БСВ-27 (Co) 30 кэВ, 25 мА. $R=215$ мм, $D_1=1$ мм, $D_2=0.25$ мм. β -фильтр Fe фольга $t=20$ мкм.

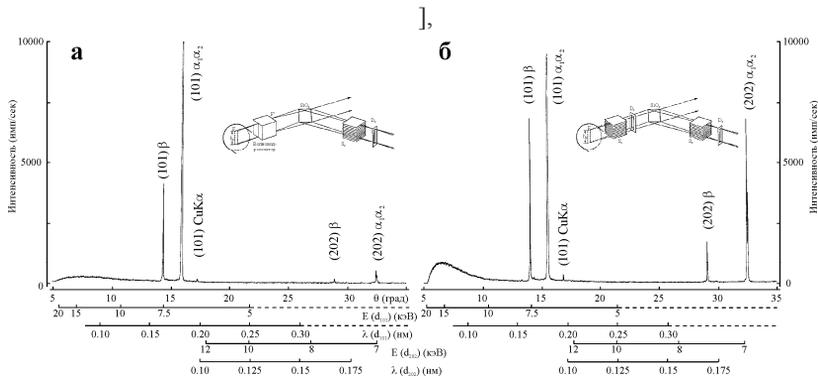


Рисунок 2. Дифрактограммы θ - 2θ кристалла-монокроматора SiO_2 (101), полученные при формировании дифрагирующего пучка волноводом-резонатором (а) и обрезавшей щелью (б). Дифрактограммы получены при одинаковых режимах источника БСВ-27 (Co) $U=20$ кэВ, $I=5$ мА, $R_d=215$ мм. Приемная и формирующие щели $D_1=D_2=0.1$ мм.

На рисунке 2а показана дифрактограмма кристалла-монокроматора SiO_2 [101] представляющая собой энергетическую диаграмму для потока РИ, сформированного волноводом-резонатором, образованным рефлекторами, содержащими в поверхностных слоях значительное количество атомов Fe, с шириной щелевого зазора $s=100$ нм. Для сравнения на рисунке 2б приведена аналогичная дифрактограмма, которая была получена в условиях формирования первичного пучка одиночной обрезавшей щелью. Геометрия измерений представлена на врезках. При сравнении показанных дифрактограмм-диаграмм важно обратить внимание на идентичность шкал интенсивности рассеяния. Несмотря на то, что ширина пучка, сформированного ПРВР на три порядка ниже, интегральная интенсивность рефлекса (101), расположенного в области малых углов, оказались всего на 60% ниже интенсивности этой линии, достигаемой при съемке в стандартной геометрии. Относительная интенсивность белого излучения снизилась приблизительно вдвое. Однако, самым удивительным оказалось отсутствие снижения относительной интенсивности β -излучения. Заметное снижение интенсивности рефлекса (202) при волноводно-резонансном формировании пучка связано с существенно меньшей площадью засветки изучаемой мишени.

Отсутствие ослабления интенсивности β -линий при дифракции пучка, сформированного ПРВР, кажется парадоксальным. Если провести грубую оценку взаимодействия транспортируемого ПРВР пучка с

железосодержащими поверхностными слоями рефлекторов в рамках геометрической оптики, то окажется, что он в условиях нашего волновод-резонатора преодолевает в рефлекторах расстояние, эквивалентное 0.5 мм железной фольги. Понятно, что поскольку ПРВР транспортирует компоненту CoK_α почти без ослабления, подходы геометрической оптики здесь не справедливы. Однако известно, что коэффициент поглощения железом излучения CoK_β и CoK_α отличается в 6 раз [6]. Следовательно, шестикратное относительное ослабление интенсивности β -линий при использовании ПРВР с железосодержащими рефлекторами было вполне ожидаемым. Поскольку проведенные эксперименты не зафиксировали качественных изменений в относительной интенсивности линий α и β излучений, приходится предположить, что в случае возникновения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны коэффициент поглощения излучения материалом поверхности рефлекторов не является решающим фактором в ослаблении излучения волноводом-резонатором. Таким образом, остается констатировать, что казавшийся очевидным путь создания волноводно-резонансных β -фильтров путем введения атомов определенного сорта в поверхностный слой рефлекторов, по-видимому, несостоятелен. Остается надеяться на создание таких фильтров на базе многослойных рефлекторов со специальным подбором слоевых толщин и составов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 03-02-17267.

- [1] Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. Москва: Т2 ГИТТЛ. 1956.
- [2] Tsuji K., Delalieux F. X-ray Spectrometry. v33. 2004. pp. 281-284.
- [3] Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Ташлыков И.С. Неразрушающий анализ поверхностей твердых тел ионными пучками. Минск: Университетское. 1987.
- [4] Egorov V.K., Egorov E.V. X-ray Spectrometry. v33. 2004. pp. 360-371.
- [5] Cullity V.D. Elements of X-ray Diffraction. London: Addison-Wesley. 1978.
- [6] Блохин М.А., Швейцер И.Г. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука. 1982.

Некоторые свойства плоского рентгеновского волновода-резонатора и его применение в нанометрологии

Рентгеновское излучение является важным инструментом для метрологии материалов. Структурная метрология базируется на рентгеновской дифрактометрии анализируемых объектов [1]. Метрология содержания элементов в материалах основывается на методах рентгеновской флуоресцентной спектроскопии [2]. При этом размер анализируемой зоны объекта, как правило, определяется размером поперечного сечения пучка, возбуждающего характеристическую флуоресценцию, и углом падения на этот объект. Современные тенденции микроминиатюризации объектов требуют создания метрологии микро- и нанобъемов вещества, которая в свою очередь вынуждена ориентироваться на разработку и внедрение специализированных устройств, формирующих микро- и нанопучки возбуждающей радиации, и, в частности, мощные пучки рентгеновского излучения. При этом существенно, что микрометрология может свободно базироваться на любых типах возбуждающей радиации: на рентгеновских, электронных или ионных пучках. В тоже время при диагностике нанобъектов использование всех этих видов возбуждающей радиации сопряжено с определенными трудностями. Например, использование электронных пучков, фокусировка которых не является проблемой, приводит к возбуждению области, значительно превышающей сечение сфокусированного потока [3]. А применение ионных пучков связано с трудностями их фокусировки, практически бесполезно для структурной диагностики и ограничено громоздкостью оборудования [4]. Кроме того, использование электронных и ионных пучков сопряжено с обязательной необходимостью вакуумирования измерительной камеры.

Применение рентгеновского излучения для структурной и элементной метрологии малоразмерных объектов, также сопряжено с определенными трудностями. Рентгеновские пучки плохо поддаются фокусировке. Здесь важнейшей проблемой является малая эффективность внешнего воздействия на поток рентгеновского излучения. Одним из наиболее эффективных методов прямого влияния на эти потоки является метод, основанный на эффекте их полного внешнего отражения [5]. На базе этого

эффекта созданы рентгеновские поликапиллярные линзы, способные формировать пучки излучения сечением несколько квадратных микрометров (рис. 1а). Однако такие системы не применимы для исследования областей наноразмерного диапазона, поскольку площадь, на которую фокусируется излучение, не может быть меньше сечения монокапилляров, составляющих линзу и обычно имеющих диаметр более 5 мкм [6].

Еще одним методом прямого воздействия на потоки рентгеновского излучения является метод, основанный на Брегговской дифракции [7]. Однако явление дифракционного отражения сопряжено со значительным ослаблением интегральной интенсивности потока. При использовании монохроматора интенсивность монохроматической компоненты пучка падает почти на порядок, но при этом практически полностью исчезают остальные компоненты исходного спектра. В тоже время применение монохроматоров совместно с синхротронными каналами дает возможность формировать потоки монохроматического излучения приемлемой интенсивности даже при использовании нескольких последовательно расположенных монохроматизирующих устройств (рис. 1б). Сечение пучков на выходе подобных систем составляет несколько квадратных микрометров.

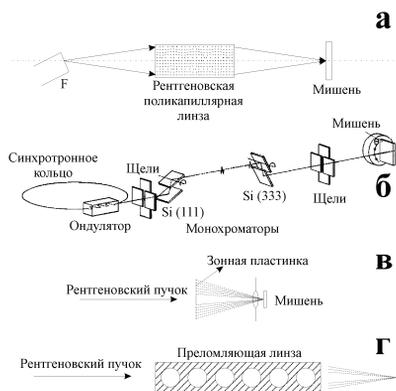


Рисунок 1. Схемы формирования рентгеновских пучков. (а) Рентгеновская поликапиллярная оптика. (б) Синхротронное формирование потока. (в) Зонный формирователь. (г) Преломляющая линза.

Явление дифракции положено в основу фокусировки рентгеновского излучения с помощью зонных пластинок (рис. 1в). Отдельные типы

подобных устройств позволяют фокусировать рентгеновское излучение в пятно диаметром 100 нм [8]. Изготовление таких пластинок требует специальных технологических ухищрений. В тоже время обычные зонные пластинки способны формировать рентгеновские потоки в области фокуса диаметром около 1 мкм [9].

Принципиально возможно получение микропучков и с помощью системы вогнутых материальных линз (рис. 1г) [10]. Однако конструкции такого типа характеризуются значительным поглощением, и поэтому могут практически использоваться лишь в рентгенооптических схемах синхротронных источников. Упомянутые выше устройства и системы рентгеновской оптики находят применение в метрологии микрообъектов. В тоже время все они оказываются малопригодными для метрологии нанобъектов. В какой-то мере задачи метрологического характера в наноразмерном пространственном диапазоне могут быть решены при использовании плоских рентгеновских волноводов-резонаторов (ПРВР) и различных устройств на их основе [11].

Принципы работы и устройство рентгеновских Волноводов-резонаторов

На рисунке 2 показаны конструкции нескольких типов волноводно-резонансных устройств, описанных в наших предыдущих публикациях [11-13]. При транспортировке потока рентгеновских лучей этими устройствами в пространстве межрефлекторного зазора возникает однородное интерференционное поле стоячей рентгеновской волны [14]. Принципиально появление интерференционного поля связано с взаимодействием падающего и отраженного потоков излучения в процессе его полного внешнего отражения на плоском полированном рефлекторе [15]. Размеры области интерференционного поля над отражающей поверхностью определяются, с одной стороны, шириной падающего потока, а с другой, – длиной когерентности излучения, претерпевшего отражение [16]. В любом случае эта область оказывается ограниченной. В силу принципа непрерывности интерференционное поле появится и в глубине материала рефлектора. Однако, в отличии от ситуации над отражающей плоскостью, это поле заполнит весь объем материала рефлектора, а его амплитуда будет экспоненциально убывать по мере

увеличения расстояния от зоны отражения на интерфейсе вакуум-материал.

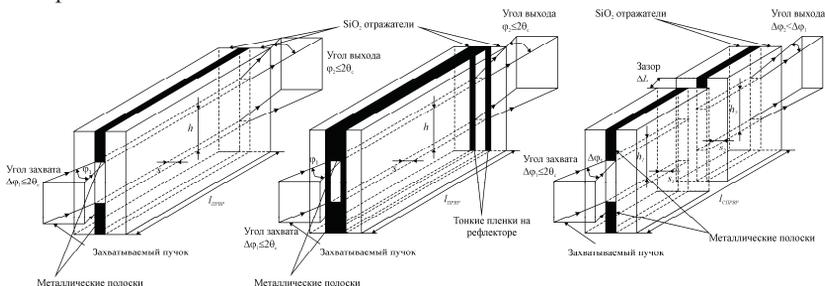


Рисунок 2. Схема простейшего плоского кварцевого волновода-резонатора (а), ПРВР со специальным покрытием (б), СПРВР (в).

При многократном последовательном полном отражении потока рентгеновского излучения в пространстве между двумя плоскими, параллельно расположенными полированными рефлекторами появляется последовательность локальных интерференционных зон с некоторым фазовым сдвигом между собой. Именно такой сюжет реализуется во внутреннем пространстве кварцевых монокапилляров, составляющих поликапиллярные рентгенооптические системы. Длина когерентности характеристического излучения, генерируемого рентгеновскими трубками, не превосходит 200 нм [17], в то время как внутренний диаметр монокапилляра превосходит этот размер более чем на порядок. Крайне важно отметить, что при многократном последовательном полном внешнем отражении фазовый сдвиг наблюдается не только между локальными интерференционными полями в воздушном (вакуумном) зазоре между рефлекторами, но и между неограниченными затухающими полями внутри материала рефлекторов. Вследствие своей когерентности эти поля взаимодействуют между собой, но поскольку они не сфазированы, их взаимодействие носит хаотический характер. И в результате каждое отражение оказывается независимым от предыдущих, а интенсивность на выходе определяется произведением коэффициентов отражений, учитывая все акты взаимодействия с рефлекторами.

Совершенно другая ситуация возникает в случае, когда расстояние между рефлекторами становится меньше длины когерентности излучения. В этом случае локальные зоны интерференции в зазоре между рефлекторами начинают перекрываться. Это приводит к появлению

сфазированности интерференционных полей последовательных отражений, как в пространстве межрефлекторного зазора, так и в объемах материала рефлекторов. В итоге, в акте каждого последующего отражения распространяющемуся потоку излучения уже нет необходимости тратить энергию на перевозбуждение объемов рефлекторов, и транспортные потери этого потока существенно снижаются. Механизм распространения рентгеновского излучения в плоской протяженной щели в условиях сфазированности последовательных отражений был назван нами волноводно-резонансным или механизмом радиационной сверхтекучести [14]. По-видимому, этот механизм имеет место для любого вида электромагнитного излучения. В тоже время надо иметь в виду, что его проявление становится заметно только в том случае, когда явление полного отражения характеризуется ощутимыми потерями, как это имеет место быть для рентгеновского излучения. Можно ожидать, что условия реализации этого механизма могут принести наибольший эффект для транспортировки ультрафиолетового излучения.

Зазор между рефлекторами в форме плоской узкой протяженной щели является простейшим случаем создания пустот наноразмерного диапазона. Кроме того, можно ожидать, что диэлектрики в любом случае будут характеризоваться меньшими потерями по сравнению с металлами. Поэтому, простейшие устройства, предложенные нами для реализации волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения, имели форму плоской узкой протяженной щели, образованной диэлектрическими рефлекторами. На рисунке 2а показано устройство простейшего плоского рентгеновского волновода-резонатора. В качестве рефлекторов в нем использованы плоские полированные пластины из кварцевого стекла ($\rho=2.39 \text{ г/см}^2$). Щелевое пространство в нем образовано за счет напыления на края поверхности одного из рефлекторов металлических пленок с высокой адгезией к поверхности кварца. Обычно использовали титан или хром. Ширина зазора для волноводно-резонансного распространения излучения CuK_α должна попадать в интервал 20-180 нм.

На рисунке 2б показан волновод-резонатор с пленочным покрытием на рефлекторных основаниях. В нем ширина зазора, как и в предыдущем случае, определяется толщиной покрытой на краях одного из рефлекторов, составляющих ПРВР. В работе [13] приведены некоторые результаты,

полученные с волноводом-резонатором подобной структуры. В качестве покрытия была использована оксидная матрица с высоким содержанием мелкодисперсного магнетита. Рефлекторным основанием в исследованных ПРВР использовался высокопрочный алюминиевый сплав. Толщина покрытия превышала 3 мкм, поэтому свойства материала рефлекторных оснований не оказывали влияния на параметры волновода-резонатора. Увеличение плотности поверхностного слоя рефлекторов приводило к существенному изменению двух параметров ПРВР. У него приблизительно в 1.5 раза увеличивался предельный угол захвата излучения (пропорционально росту критического угла полного внешнего отражения) и снижалась приблизительно до 15 нм нижняя граница интервала возникновения однородного интерференционного поля стоячей волны. Для еще большего изменения этих параметров возможно нанесение сверхтяжелых диэлектрических покрытий: TaN ($\rho=14.4$ г/см²), HfN ($\rho=13.9$ г/см²) и W₂B ($\rho=17.7$ г/см²). При использовании толстых покрытий (с толщиной более чем на порядок превышающий глубину проникновения излучения) свойства рефлектора практически полностью определяются параметрами материала покрытия. Если же толщина пленки оказывается порядка глубины проникновения, свойства рефлектора и ПРВР в основном будут зависеть от толщины этого покрытия.

На рисунке 2в показана конструкция простейшего составного плоского рентгеновского волновода-резонатора (СПРВР) [12]. Его важнейшим отличием от простейшего ПРВР является появление пространственного разрыва между правой и левой частью волновода-резонатора. В силу их пространственного разделения они могут рассматриваться как самостоятельные волноводы-резонаторы, сьюстированные относительно общей плоскости симметрии и пространственно разнесенные на расстояние ΔL . Проведенные нами исследования показали, что изменение величины этого расстояния существенно влияет на параметры рентгеновского пучка, формируемого этим устройством. Если ΔL оказывалось менее 5 мкм, то данная сборка вела себя идентично простому ПРВР. Если это расстояние превышало 1 мм, то пучок на выходе второго волновода-резонатора демонстрировал крайне низкую интенсивность, однако характеризовался весьма незначительной расходимостью. В тоже время при промежуточных значениях величины ΔL наблюдалась вариация расходимости пучка при его практически

неизменной интегральной интенсивности. Таким образом, разработка составного волновода-резонатора дала в руки исследователей еще один эффективный метод влияния на параметры пучка рентгеновского излучения.

Свойства волноводно-резонансных устройств обычно изучаются с помощью стандартного рентгеновского дифрактометра. На рисунке 3 показана фотография гониометра HZG-4 с установленным на нем держателем волноводно-резонансного устройства в позиции щелевого формирователя пучка рентгеновского излучения. Держатель ПРВР жестко фиксирует положение рефлекторов. Он снабжен четырьмя микровинтами, с помощью которых осуществляется его юстировка в оптической схеме гониометра. Для фиксации положения держателя волновода-резонатора в пространстве соосно с микровинтами установлены пружины.

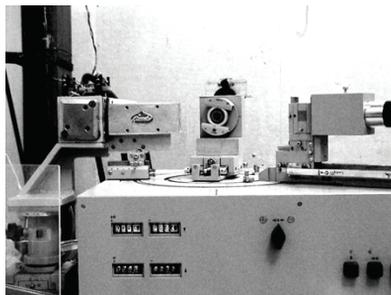


Рисунок 3. Фотография рентгеновского дифрактометра, оснащенного ПРВР.

Некоторые свойства рентгеновских волноводно-резонансных систем

Для исследований свойств и особенностей рентгеновских волноводно-резонансных устройств наилучшим инструментом являются потоки монохроматизированного излучения. Однако включение в рентгенооптическую испытательную схему монохроматизирующего устройства вызывает определенные трудности юстировочного характера. Поэтому на начальном этапе исследований свойств волноводно-резонансных систем были изучены возможности проведения таких испытаний, используя первичное немонохроматизированное излучение трубки с последующей дискриминацией сигнала, полученного с помощью сцинтилляционного детектора. Общая схема, использованная нами для регистрации и накопления информации, представлена на рисунке 4а. В схеме задействованы блоки фирмы Ortec стандарта NIM. Данная схема

обеспечивала надежное функционирование вплоть до импульсных нагрузок $1 \cdot 10^5$ имп/сек. На рисунке 4б показана энергетическая гистограмма рентгеновского спектра пучка на выходе волновод-резонатора ($s=100$ нм), зарегистрированного сцинтилляционным детектором и накопленного, используя многоканальный анализатор на базе платы расширения персонального компьютера ACCUSPEC-A фирмы Canberra-Packard. Спектр получен в условиях использования рентгеновской трубки БСВ-24 (Co) в рабочем режиме $U=20$ кВ, $I=5$ мА. Перед щелью детектора был установлен ослабитель – медная фольга толщиной 0.1 мм. Приведенный спектр показывает, что для указанного рабочего режима источника вклад «белой» компоненты рентгеновского спектра пучка в регистрируемом сигнале в условиях использования дискриминатора не превышает 5% от интенсивности его суммарной характеристической составляющей. Спектр пучка, сформированного стандартной щелевой системой при указанных режимах трубки, характеризуются вкладом «белой» компоненты около 7%.

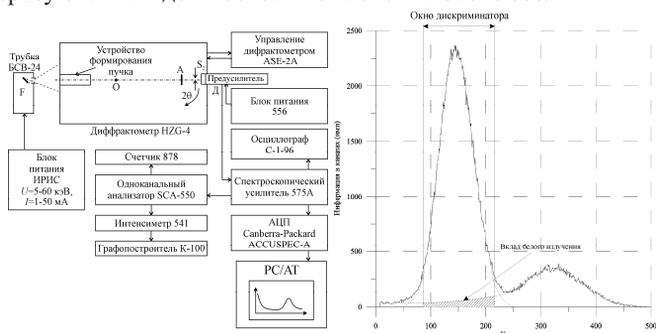


Рисунок 4. Схема системы регистрации для изучения пространственного распределения характеристического рентгеновского излучения в пучке, формируемом ПРВР и щелевой системой (а) и энергетическое распределение для пучка после ПРВР с указанием окна дискриминатора (б).

На рисунке 5б представлено характерное пространственное распределение характеристической составляющей излучения трубки БСВ-24 (Fe) в пучке, сформированном кварцевом волновод-резонатором с шириной щели $s=120$ нм. В верхней части рисунка показана геометрическая схема проведения измерений. В качестве ослабителя (А) использовалась медная фольга толщиной 0.1 мм, которая характеризуется средней величиной ослабления характеристической составляющей спектра

$K=1000$. В нижней части рисунка показана правая ветвь распределения, полученная в условиях отсутствия ослабителя. Форма приведенного однокомпонентного пространственного распределения характерна для любой волноводно-резонансной системы. Эта форма близка к гауссовому распределению. Более того, она не зависит от пространственного распределения интенсивности излучения характеристической компоненты в источнике [16].

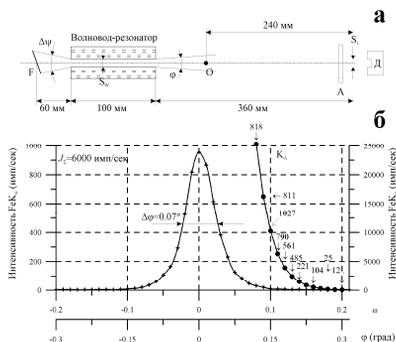


Рисунок 5. Схема измерений (а) и пространственное распределение характеристической радиации в пучке, сформированном ПРВР ($S_W=120$ нм) с и без ослабителя (б). Цифровые значения, указанные для распределения, полученного без ослабителя, характеризуют коэффициенты ослабления. Среднее значение $K_A \approx 1000$. Режим трубки БСВ-24 (Fe) $U=20$ кэВ, $I=10$ мА, $S_1=0.1$ мм.

Еще одним свойством простейшего волновода-резонатора является эквивалентность угла захвата радиации ($\Delta\psi$ на рисунке 5а) и угла расходимости сформированного им пучка ($\Delta\phi$ на рисунке 5). В любом случае эти углы не могут превосходить двойной угол полного внешнего отражения транспортируемого излучения на поверхности материала рефлектора. Например, при транспортировке излучения MoK_{α} кварцевым ПРВР эти углы не превышают 0.2° . Как известно, такое свойство характерно и для оптических световодов [18]. Однако волновод-резонатор характеризуется еще и дополнительным углом $\theta_{\text{даа}}$ – углом темновой зоны (рис. 6а). Этот угол характеризует зону источника, радиация которой не может создать в щелевом пространстве ПРВР интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, поскольку период этого поля превышает ширину его щели.

Основными параметрами, определяющими свойства волновода-резонатора для данного типа излучения, являются длина волны этого излучения, длина когерентности или степень монохроматичности этого излучения и угол полного внешнего отражения этого излучения для материала рефлектора, а точнее, плотность этого материала. Для излучения с постоянной длиной когерентности зависимость коэффициента пропускания волновода-резонатора от длины волны представляется функцией, показанной на рисунке 6б. λ_0 представляет собой критическую длину волны, при которой возможно волноводно-резонансное распространение радиации в щели шириной S_W при неизменной длине когерентности.

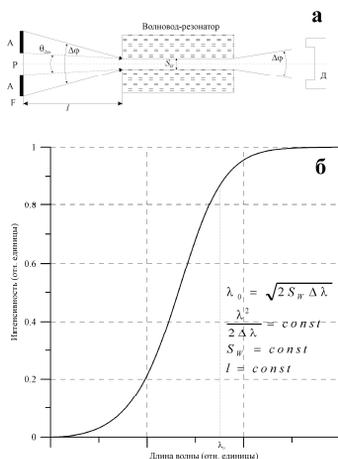


Рисунок 6. Геометрия захвата рентгеновского излучения волноводом-резонатором (а) и кривая зависимости интенсивности проходящей через ПРВР характеристической радиации от ее длины волны (б).

Фундаментальным свойством ПРВР является отсутствие зависимости интегральной интенсивности характеристической компоненты излучения рентгеновской трубки от ширины щели. На рисунке 7 приведена такая зависимость, полученная в результате изучения транспортных свойств кварцевых волноводов-резонаторов во всем размерном интервале, допускающем волноводно-резонансное распространение характеристического излучения $\text{CuK}_{\alpha\beta}$. Значительный разброс экспериментальных значений полной интенсивности характеристической компоненты пучка, прошедшей через ПРВР, существенно превышающий статистическую

величину, связан, на наш взгляд, с недостаточным качеством приготовления поверхности кварцевых рефлекторов, несмотря на то, что все они были изготовлены по единой технологии из одного того же материала, а исследование проводилось в одном и том же держателе. Независимые исследования интенсивности характеристической компоненты пучка рентгеновской трубки в течение всего интервала измерений показали, что ее значение не выходило за рамки статистического разброса.

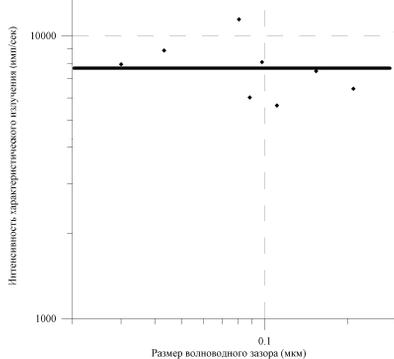


Рисунок 721. Экспериментальная зависимость полной интенсивности характеристической составляющей излучения трубки ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) от ширины щели для пучка, сформированного волноводом-резонатором. Размер точки отвечает величине статистической погрешности.

Наблюдающаяся неизменность интегральной интенсивности характеристической компоненты сформированного волноводом-резонатором пучка, связана с существенной разницей ширины щели ПРВР и ширины проекции фокуса источника излучения. Различие этих параметров приводит к разному увеличению радиационной плотности излучение в щели волновода-резонатора в сравнение с потоком, свободно излучаемом трубкой [14]. В зависимости от ширины щели коэффициент конденсации излучения в щели ПРВР колеблется от 500 до 5000.

Модовая структура потока рентгеновских лучей в щелевом пространстве волновода-резонатора представляется отдельной проблемой. Поток видимого света, распространяющийся в оптическом световоде, как известно, характеризуется дискретной структурой [18]. В то же время взаимодействие рентгеновского излучения с материалом поверхности диэлектрического рефлектора имеет существенные отличия от

взаимодействия с ним светового потока. При этом важнейшим отличием является тот факт, что длина волны рентгеновских лучей сравнима с межатомным расстоянием. В результате введение усредненных параметров электрической и магнитной проницаемости (ϵ и μ), а также коэффициента преломления n и связанных с ним усредненных параметров поляризации (δ или χ) и диосипации (β) для описания взаимодействия рентгеновского излучения с материалом становится незаконным. (Для точного описания необходимо проведение детального расчета на основе метода Дебая [19]). По этой причине появляются основания полагать, что модовая структура потока в оптических световодах и рентгеновских волноводах-резонаторах может различаться. Нами была предпринята попытка ее экспериментального изучения.

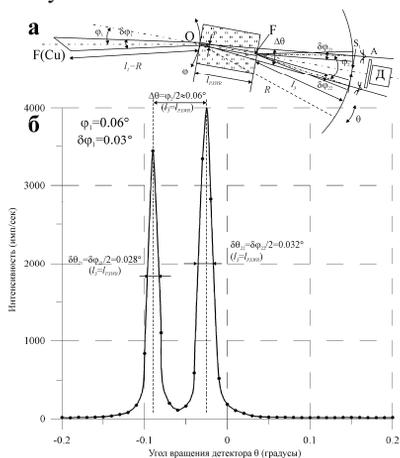


Рисунок 8. Схема измерений (а) и дифрактограмма распределения медного излучения в условиях ПРВР ($s=200$ нм, $l=100$ мм) (б). Режим источника (Cu) $U=20$ кэВ, $I=12$ мА. Параметры установки: $R=200$ мм; $S_1=0.05$ мм; $F=0.1$ мм; коэффициент ослабления $K_A=200$.

На рисунке 8 показана геометрическая схема проведения эксперимента и экспериментальная кривая пространственного распределения характеристической составляющей рентгеновского излучения трубки БСВ-24 (Cu) на выходе волновода-резонатора ($s=200$ нм) при косом падении первичного пучка. Полученное распределение представляет собой двухпиковую структуру с приблизительно равными интенсивностями пиков. Представленная структура сохраняется во всем интервале углов ϕ_1 , в которых возможен захват излучения CuK_{α}

волноводом-резонатором с кварцевыми рефлекторами ($-0.21 \leq \varphi_1 \leq +0.21^\circ$). Угловое расстояние между пиками соответствовало двойному углу косого падения пучка ($\varphi_2 = 2\varphi_1$). Полуширина пиков приблизительно соответствует углу захвата ПРВР ($\delta\varphi_1 \approx \delta\varphi_{21} \approx \delta\varphi_{12}$). Угловое разрешение проведенных измерений, к сожалению, не достаточно для того, чтобы на основании полученных результатов сделать однозначный выбор между дискретной и непрерывной моделями модовой структуры для потока рентгеновского излучения в щелевом пространстве волновода-резонатора. Однако монотонность изменения интенсивности наблюдаемых пиков в функции изменения угла падения первичного пучка склоняет в пользу предположения о непрерывности модовой структуры этого потока.

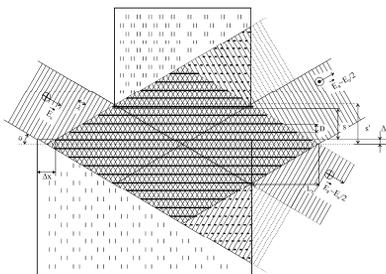


Рисунок 9. Простейшая схема интерференционного поля стоячей волны, возникающей в ПРВР. Δz – глубина проникновения пучка; Δx – продольный сдвиг фронта волны; D – период стоячей волны; s – ширина щели; s' – эффективная ширина щели; L_p – размер выпячивания области интерференционного поля.

Простейшая схема возникновения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в щелевом зазоре волновода-резонатора при косом падении первичного пучка не противоречит появлению в пространственном распределении характеристической радиации двух независимых пиков с угловой дисперсией, равной удвоенному углу косого падения первичного пучка (рис. 9). Схема лишь частично отражает реальное возбуждение отражающих объемов. В тоже время эта простейшая схема позволила объяснить экспериментальный факт уменьшения расходимости рентгеновского пучка на выходе составного рентгеновского волновода-резонатора (рис. 2в). Это объяснение связано с предположением выпячивания интерференционного поля наружу из пространства щели ПРВР на некоторое расстояние L_p [12]. Схема также дает основание предполагать, что если падающее излучение было строго поляризовано, то

на выходе волновода-резонатора появятся два потока с противоположной поляризацией.

Применение волноводов-резонаторов в дифракционных измерениях

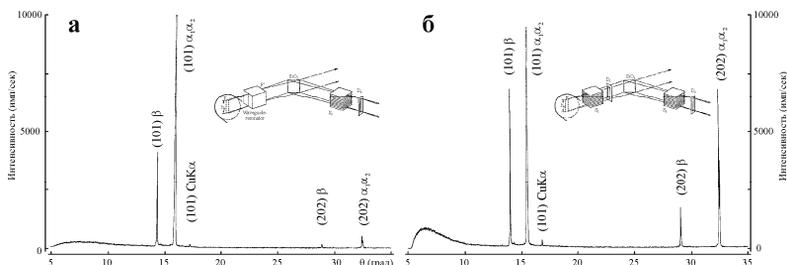


Рисунок 10. Дифрактограммы θ - 2θ кристалла-монокроматора SiO_2 (101), полученные при формировании дифрагирующего пучка волноводом-резонатором (а) и обрезавшей щелью (б). Дифрактограммы получены при одинаковых режимах источника БСВ-27 (Со) $U=20$ кВ, $I=5$ мА, $R_d=215$ мм. Приемная и формирующие щели $D_1=D_2=0.1$ мм.

Рассмотрение методов и задач дифракционной микрорентгенографии [20] показывает, что одним из наиболее перспективных направлений практического использования ПРВР является микро- и нанодифрактометрия. Волноводы-резонаторы формируют предельно узкие малорасходящиеся пучки рентгеновского излучения, которые способны возбуждать малые поверхностные зоны исследуемых объектов. При использовании волноводов-резонаторов вместо щелевых формирователей пучка в стандартном гониометре с фокусировкой по Бреггу-Брентано тестируемая зона может быть уменьшена на 1-2 порядка. Интегральная интенсивность пучка, сформированного ПРВР, уменьшится в сравнении со щелевыми формирователями на 2-3 порядка. Поэтому дифрактограммы сравнимого качества могут быть получены лишь в области малых углов рассеяния. Это хорошо видно на рисунке 10, на котором представлены дифрактограммы монокристалла SiO_2 (101). Геометрии измерений показаны на врезках. Дифрактограммы показывают, что интенсивность отражения второго порядка при использовании ПРВР оказывается резко заниженной. При этом понижается и фоновая составляющая. Сравнение стандартной дифрактометрической схемы и схемы, включающей ПРВР, показывает, что первая является фокусирующей, а вторая таковой не является. Для того, чтобы применение волноводов-резонаторов в дифрактометрии стало максимально эффективным, необходима

симметризация дифрактометрической схемы. При этом естественно резко возрастают юстировочные требования и требования к точности работы гониометра. В тоже время в области малых углов возможно использовать и несимметричную гониометрическую схему.

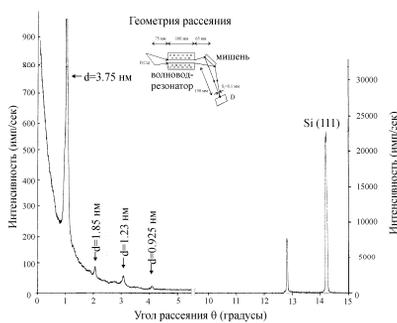


Рисунок 1122. Фрагмент дифрактограммы рентгеновского многослойного зеркала $(W/Si)_n/Si (111)$, полученной на дифрактометре HZG-4, оборудованном ПРВР ($S_w=88$ нм; $l=100$ мм). Режим источника (Cu) $U=20$ кВ, $I=10$ мА.

На рисунке 11 показаны фрагменты дифрактограммы, полученной для многослойного рентгеновского зеркала $(W/Si)_n/Si (111)$ в условиях формирования пучка с помощью волновода-резонатора. Геометрия измерений, показанная на врезке, ассиметрична вследствие различия расстояний: фокус трубки – образец и образец – щель детектора. В данном случае расстояние образец – щель детектора подбиралось экспериментально из условия получения максимальной интенсивности регистрируемых на дифрактометре отражений. Оптимальное положение детектора оказалось компромиссным, т.е. равным половине суммы расстояний фокус трубки – образец и задний срез волновода-резонатора – образец. Такая ситуация, по-видимому, оказалась связанной с тем, что ПРВР фактически образует мнимый фокус вблизи своего заднего среза.

Фон в области малых углов на левом фрагменте дифрактограммы определяется «хвостом» явления полного внешнего отражения на верхнем слое исследованной многослойки. Величина параметра $d=37.5$ нм действительно соответствует толщине би-слоя вольфрам/кремний. Наличие отражений высших порядков свидетельствует о высоком качестве приготовленной структуры.

Применение волноводов-резонаторов может быть крайне эффективным для структурной и фазовой диагностики пленок в условиях

скользящего падения первичного пучка рентгеновских лучей [21]. В этих условиях глубина проникновения пучка оказывается небольшой, а засвечиваемая область поверхности, напротив, значительной. Поскольку плотность излучения в пучке, формируемом ПРВР, существенно выше, чем в пучках, образованных системами обрезающих щелей, измерения в условиях скользящей геометрии с волноводно-резонансными устройствами окажутся весьма полезными для фазовой и структурной нанометрологии.

Рентгенофлуоресцентная спектроскопия с ПРВР

Волноводно-резонансные устройства являются весьма полезными для рентгенофлуоресцентных измерений при возбуждении первичным пучком благодаря малости освещаемой площади и повышенной радиационной плотности излучения. Он может быть востребован для одномерного микроаналитического сканирования, например, для элементной диагностики боковых срезов многослойных структур. ПРВР также может быть использован в качестве приемной нанощелевой структуры перед полупроводниковым детектором для одномерной рентгенофлуоресцентной нанотомографии протяженных объектов при их возбуждении рентгеновскими или ионными пучками. Однако наиболее впечатляющие результаты были получены от применения волноводов-резонаторов для рентгенофлуоресцентных исследований плоских объектов при полном внешнем отражении возбуждающего рентгеновского пучка – РФА ПВО [22,23].

Схема стандартного РФА ПВО спектрометра включает наличие источника рентгеновского излучения, системы монохроматизации и коллимации возбуждающего пучка, гониометрического устройства для юстировки анализируемой мишени относительно пучка возбуждения, а также блока регистрации и записи спектров вторичной рентгенофлуоресценции [24]. При этом необходимо заметить, что монохроматизация возбуждающего излучения является полезной, но не обязательной процедурой преобразования первичного пучка для проведения РФА ПВО измерений. Ее наличие в спектрометре с одной стороны позволяет резко повысить определенность функции возбуждения флуоресценции и понизить вероятность появления в спектре так называемых «структурных пиков» [25,26]. Однако с другой стороны

применение монохроматоров резко снижает интегральную интенсивность потока, возбуждающего рентгеновского получения, а, следовательно, и чувствительность анализа.

Система юстировки мишени представляет собой высокоточный гониометр, который должен характеризоваться не менее чем двумя угловыми и одной поступательной степенями свободы. Блок детектирования обычно включает в себя рентгеновский полупроводниковый детектор, систему формирования импульсов и многоканальный анализатор импульсов. Важнейшим этапом процедуры РФА ПВО анализа является формирование нитеобразного малорасходящегося пучка возбуждающего рентгеновского излучения, который при падении на анализируемую поверхность испытывал бы полное внешнее отражение. При использовании монохроматоров относительно просто формируются пучки с угловой расходимостью менее 0.01° . Поскольку угол полного внешнего отражения для различных излучений на ряде материалов обычно попадает в угловой интервал $0.1 \div 0.5^\circ$ [5,17,24], применение подобных пучков позволяет выполнять измерения при нескольких углах падения, не выходя за пределы явления полного внешнего отражения. Такие измерения позволяют делать грубую оценку аналитического элементного профилирования по глубине мишени, поскольку глубина проникновения является функцией угла падения потока возбуждающего излучения [5].

Принципиально возможно использование другого подхода. Если на исследуемый образец будет падать пучок излучения с расходимостью около 0.1° , то он, как и сверхмалорасходящийся пучок испытает полное внешнее отражение на поверхности исследуемой мишени. Однако при использовании такого пучка возникает проблема оценки толщины слоя, который участвует в генерации вторичной флуоресценции. Проведенные нами исследования показали, что в качестве первого приближения для подобных оценок может быть выбрана глубина проникновения возбуждающего излучения в материал рефлектора, соответствующая углу падения первичного пучка $\theta_c/2$, где θ_c является критическим углом полного внешнего отражения [27]. Именно такой подход реализуется в случае РФА ПВО анализа при формировании пучка возбуждающего излучения с помощью плоского рентгеновского волновода-резонатора или его простейшей модификации – бесчелевого рентгеновского коллиматора.

На рисунке 12 представлена блок-схема макета РФА ПВО спектрометра, в котором пучок возбуждающего излучения формируется кварцевым ПРВР. Схема показывает, что поверхность изучаемого образца представляет собой продолжение одного из рефлекторов ПРВР. Выход вторичной характеристической радиации осуществляется через отверстие во втором рефлекторе волновода-резонатора. В отличие от использования в подобной схеме спектрометра бесщелевого формирователя применение ПРВР обеспечивает отсутствие контакта исследуемой поверхности с поверхностью рефлектора. Система регистрации вторичной рентгенофлуоресценции не отличается от используемой в стандартных спектрометрах.

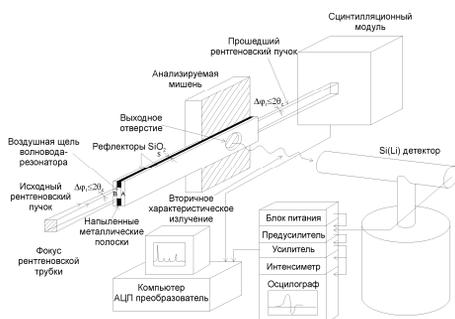


Рисунок 12. Принципиальная схема РФА ПВО спектрометра с ПРВР.

Применяемая нами схема РФА ПВО спектрометра, включающего ПРВР, не является единственно возможной. Волновод-резонатор может быть включен в рентгенооптическую схему стандартного рентгенофлуоресцентного спектрометра, использующего явление полного внешнего отражения. Его применение позволит существенно улучшить аналитические характеристики прибора, однако при этом не будет достигнуто максимальное упрощение конструкции прибора.

Улучшение аналитических свойств РФА ПВО спектрометра в результате применения ПРВР связано с резким увеличением интенсивности возбуждения поверхностного слоя мишени в сравнении с общепринятой системой формирования пучка возбуждения при той же мощности источника излучения. С одной стороны это определяется предельным увеличением расходимости возбуждающего пучка, а с другой, тем, что радиационная плотность в нем на 2-3 порядка превышает плотность потока, формируемого обрезавшими щелями [16].

Следовательно, применение волноводов-резонаторов в спектрометрах данного типа увеличивает плотность возбуждения, не меняя мощность источника не менее чем на четыре порядка. В результате ожидаемое увеличение выхода полезного сигнала составит, по меньшей мере, два порядка. Поскольку величина фона при этом так же возрастает, то ожидаемое снижение пределов обнаружения оказывается только в пределах одного порядка.

На выходе ПРВР помимо характеристической составляющей представлено и «белое» рентгеновское излучение. С одной стороны, его наличие увеличивает интенсивность возбуждения, что особенно важно для диагностики легких элементов в тяжелой матрице. Однако присутствие полихроматической компоненты существенно увеличивает вероятность появления структурных пиков при анализе монокристаллов и относительного роста фоновой составляющей при диагностике аморфных и поликристаллических пленок. Однако выигрыш от применения ПРВР в РФА ПВО спектроскопии перекрывает присутствие нежелательных эффектов.

Высочайшая эффективность метода рентгенофлуоресцентного анализа при полном внешнем отражении для диагностики следовых содержаний загрязнений твердых поверхностей и сухих остатков растворов хорошо известна [22-27]. Но этот метод оказывается и чрезвычайно информативным при анализе стехиометрии соединений. На рисунке 13 показана РФА ПВО спектры, полученные для двух кристаллов $PbWO_4$, характеризовавшихся резко отличными сцинтилляционными свойствами [28]. Как известно, этот кристалл представляется стехиометрическим соединением с областью гомогенности менее 0.1 ат. % [29]. В тоже время разница в сцинтилляционных свойствах, на наш взгляд, предполагала разницу в химическом составе исследованных кристаллов. Все доступные нам методы химического анализа не показали разницы в их элементном составе. Прецизионные рентгеновские измерения дали основание полагать, что данные структуры различаются в величине параметра решетки «с» на несколько единиц в пятом знаке после запятой. И только рентгенофлуоресцентные исследования при полном отражении позволили наблюдать очевидное различие этих кристаллов. Спектр, показанный на рисунке 13а, соответствует кристаллу с большим сцинтилляционным выходом (тип А) [28]. В кристалле, спектр РФА ПВО

которого показан на рисунке 13б, и который характеризуется наименьшим выходом сцинтилляции, но максимальной радиационной устойчивостью, некоторая часть атомов свинца в структуре замещена атомами Ва. При этом вариации катионного состава укладываются в рамки 0.1 ат.%. Столь впечатляющему практическому эффекту мы обязаны с одной стороны, уникальным возможностям самого метода РФА ПВО, а с другой – включению в рентгенооптическую схему такого спектрометра плоского рентгеновского волновода-резонатора.

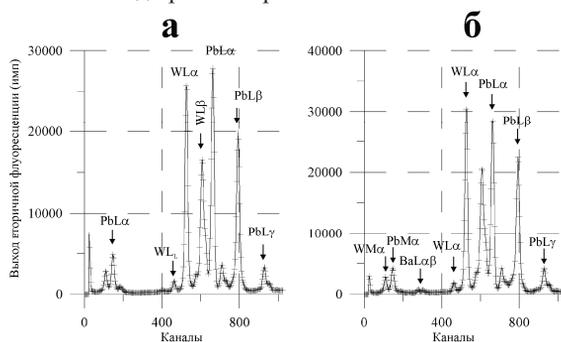


Рисунок 13. РФА ПВО спектры кристаллов PbWO_4 характеризующихся высоким световыходом – А-тип (а) и малым световыходом – С-тип (б). Режим источника БСВ-24 (Мо) $U=25$ кэВ, $I=10$ мА. Пучок формировался ПРВП ($s=35$ нм). Время набора спектров $\tau_1=\tau_2=600$ сек. Цена канала 16 эВ/канал.

Заключение

В работе сделан краткий обзор конструкций волноводно-резонансных устройств, их свойств и эффекта радиационной сверхтекучести потока характеристического рентгеновского излучения. Отмечены кажущиеся наиболее эффективными направления применения этих устройств для нанометрологии. Наряду с очевидными достоинствами отмечен ряд недостатков и трудностей при их практическом применении. Детальное освещение таких проблем должно помочь сосредоточиться на поисках методов их преодоления.

Авторы благодарят за активную дискуссию по физике и применению волноводно-резонансных систем проф. Ю. Каваия и доктора Е. Хосокаву. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №03-02-17267 и №05-03-34883).

- [1] Л.А. Асланов. Инструментальные методы рентгеноструктурного анализа. Москва: МГУ. 1983. 288 с.
- [2] Н.Ф. Лосев, А.Н. Смагунова. Основы рентгеноспектрального флуоресцентного анализа. М.: Химия. 1982. 207 с.
- [3] Количественный электронно-зондовый микроанализ / под ред. В. Скотт, Г. Лав. М.: Мир. 1986. 352 с.
- [4] Н.Н. Петров, И.А. Абрян. Диагностика поверхности с помощью ионных пучков. Ленинград: изд. ЛГУ. 1977. 160 с.
- [5] М.А. Блохин. Физика рентгеновских лучей. М.: ГИТТЛ. 1957. 518 с.
- [6] M. Haschke, M. Haller. Examination of polycapillary lenses for their use in micro XRF-spectrometry // X-ray Spectrometry. v32. 2003. P. 239-247.
- [7] Д.М. Хейкер, Л.С. Зевин. Рентгеновская дифрактометрия. М.: ГИФМЛ. 1963. 380 с.
- [8] H. Takano, Y. Suzuki, A. Takeuchi. Sub-100 nm hard X-ray microbeam generation with Fresnel zone plate optics // Japan J. Appl. Phys. v42. 2003. P. L132-L134.
- [9] A. Erko, Yu. Agafonov, L.A. Panchenko and others. Elliptical multilayer Bragg-Fresnel lenses with submicron spatial resolution for X-rays // Optics Comm. v106. 1994. P. 146-150.
- [10] A. Snigerev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengener. A compound reflective lens for focussing high energy X-rays // Nature. v384. 1996. P. 49-51.
- [11] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Волноводно-резонансные устройства для рентгеновской нанофотоники // Материалы 10 Международной конференции "Высокие технологии в промышленности России". М.: изд. ОАО ЦНИИ "Техномаш". 2004. С. 106-125.
- [12] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Composite X-ray waveguide-resonator as a background for a new generation of the material testing equipment for films on Si substrates // Proceeding of MRS. v716. 2002. P. 189-195.
- [13] В.К. Егоров, Е.В. Егоров, М.С. Маркирьян. Применение плоского волновода-резонатора в качестве высокоэнергетического фильтра рентгеновского излучения // Материалы симпозиума «Нанофизика и нанофотоника (рентгеновская оптика)». Нижний Новгород: изд. ИФМ РАН. С. 281-282.
- [14] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar waveguide-resonator: a new device for X-ray optics // X-ray Spectrometry. v33. 2004. P. 360-371.

- [15] M. Bedzyk, G. Bommarito, J. Schildkraut. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Let.* v69. 1989. P. 1376-1379.
- [16] V.K. Egorov, E.V. Egorov. The experimental background and the model description for the waveguide-resonance propagation of X-ray radiation through a planar narrow extended slit // *Spectrochimica Acta.* B59. 2004. P. 1049-1069.
- [17] Л.М. Миркин. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М.: ГИФМИ. 1961. 863 с.
- [18] Х.Г. Унгер. Планарные волоконные оптические волноводы. М.: Мир. 1980. 656 с.
- [19] P. Debye. Theorie der Rontgen-Strahl-Zersprengerung an Amorphen Stoff // *Phys. Zeit.* v28. 1927. P. 135-141.
- [20] И.Н. Францевич. В.А. Кравец. Методы дифракционной микрорентгенографии. Киев: Наукова Думка. 1977. 67 с.
- [21] K.N. Tu. Thermal stability of Pd₂Si and PdSi in thin film and in bulk diffusion couples // *J. Appl. Phys.* v53. 1982. P. 428-432.
- [22] Т.В. Бильчик, Е.В. Егоров, В.К. Егоров. РФА ПВО спектроскопия с волноводно-резонансным формирователем возбуждающего пучка // *Экологические системы и приборы.* №10. 2002. С. 13-20.
- [23] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Волновод-резонатор как формирователь пучка возбуждения для рентгенофлуоресцентного анализа // *Аналитика и контроль.* т.6. №4. 2002. С. 410-420.
- [24] R. Klockenkamper. Total reflection X-ray fluorescence analysis. New York: Wiley. 1997. 245 p.
- [25] K. Yakushiji, S. Ohkawa, A. Yoshinada and others. Origins of spurious peaks of total reflection fluorescence analysis of Si wafers exciting by monochromatic X-ray beam // *Japan J. Appl. Phys.* v33. 1994. P. 1130-1137.
- [26] В.К. Егоров, А.П. Зуев, Е.В. Егоров. Рентгенофлуоресцентный анализ ультрачистого загрязнения в условиях полного отражения рентгеновского пучка, сформированного бесщелевым коллиматором // *Заводская лаборатория.* т67. №3. 2001. С. 3-11.
- [27] В.К. Егоров, А.П. Зуев, Б.А. Малюков. Диагностика загрязнения поверхности кремниевых пластин методом РФА ПВО // *Изв. ВУЗов, Цветная металлургия.* №5. 1997. С. 54-63.

- [28] V.K. Egorov, A.P. Zuev, E.V. Egorov. Scintillation response of monocrystal PbWO_4 to random and channeled ions. Nucl.&Inst. Meth. B119. 1996. P. 418-424.
- [29] L.L.Y. Chang. Phase relation in the system PbO-WO_3 // J. Amer. Chem. Society. v54. 1971. P. 357-358.

Экспериментальное обоснование механизма волноводно-резонансного распространения жесткого электромагнитного излучения

Важной проблемой нанорадиационной технологии является разработка процедуры формирования узких высокоинтенсивных потоков высокоэнергетических заряженных частиц и жесткого электромагнитного излучения. Специфический тип радиации требует создания специфического набора приемов, позволяющих формировать такие пучки. Создание узких пучков жесткого рентгеновского и гамма-излучения сопряжено с особыми трудностями вследствие ограниченных возможностей стандартных приемов влияния на этот тип радиации. В то же время был обнаружен нестандартный путь формирования сверхузких малорасходящихся пучков жесткого электромагнитного излучения путем их коллимирования с помощью бесщелевого коллиматора рентгеновской радиации, схема которого представлена на рисунке 1 [1,2]. В последствии было показано, что бесщелевые коллиматоры являются частным случаем рентгеновских волноводов-резонаторов, которые характеризуются высокой яркостью, низким коэффициентом ослабления излучения и незначительной расходимостью сформированного потока при ширине пучка $30\div 200$ нм [3-5]. Поскольку наличие подобных свойств у плоских рентгеновских волноводов-резонаторов позволяет надеяться, что эти устройства окажутся крайне полезными для нанотехнологии и наноаналитических измерений, в данной работе была предпринята попытка проведения систематических экспериментальных исследований влияния ширины щели плоского узкого протяженного коллиматора, составленного из диэлектрических пластин, на свойства потока жесткой электромагнитной радиации на примере рентгеновского излучения (РИ), сформированного таким коллиматором. Кроме того, в работе опубликованы первые результаты исследований модовой структуры потока этой радиации при волноводно-резонансном способе его распространения в плоском щелевом канале.

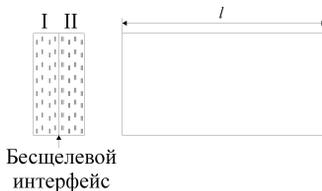


Рисунок 1. Схематичное изображение бесщелевого коллиматора рентгеновского излучения, образованного двумя плоскими диэлектрическими пластинами I и II.

Конструкция и приготовление волноводов жесткого электромагнитного излучения

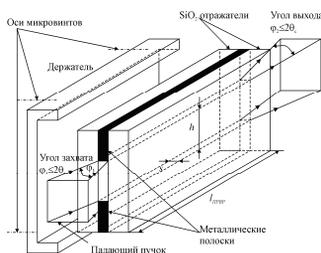


Рисунок 2. Оксонометрическая проекция конструкции кварцевого волновода жесткой электромагнитной радиации. Ширина щели s определяется толщиной металлических полосок, напыленных на края одного из рефлекторов рефлекторной пары, образующих волновод.

На рисунке 2 представлен эскиз, отражающий принципиальные конструктивные особенности компоновки волноводного формирователя пучка жесткого электромагнитного излучения (ЖЭИ). Главными узлами формирователя являются два плоских полированных рефлектора, изготовленных из кварцевого стекла, размером $100 \times 33 \times 2.5 \text{ мм}^3$. Рефлекторы в волноводе расположены на фиксированном расстоянии, величина которого задается толщиной металлических (Ti) полосок, напыленных на края одного из рефлекторов. Их напыление осуществлялось с помощью метода электронно-лучевого испарения на установке L-560 Leybold AG при скорости осаждения около 0.1 нм/сек. Схема геометрического расположения распыляемой мишени и рефлектора в вакуумной камере установки L-560 показана на рисунке 3. Важнейшим фактором при выборе условий напыления было требование получения покрытий с минимально возможной вариацией толщины вдоль их длины. Подбор таких условий был выполнен с использованием тестовых образцов,

толщина покрытий которых диагностировалась методом резерфордского обратного рассеяния на установке Сокол-3 ИПТМ РАН [6,7]. Измерения тестовых образцов, располагавшихся по длине рефлектора и напыляемых одновременно с краевыми полосками на рефлекторах, показали, что при расстоянии между распыляемой Ti мишенью и волноводным рефлектором, равным 200 мм, вариация толщины покрытия по длине напыленных полос не превышала 1%. В качестве примера применения такого анализа на рисунке 4 показан экспериментальный спектр POP и его теоретическая аппроксимация, выполненная с помощью программы RUMP [8] для одной из тестовых мишеней с титановым покрытием толщиной 105 нм. Для изучения транспортных свойств узких плоских протяженных щелей был приготовлен набор рефлекторов, для которых толщина краевых металлических полосок изменялась в интервале толщин 43÷6000 нм. Волноводы ЖЭИ со щелями большей ширины изготавливались путем установки между рефлекторами прокладок из металлических фольг с калиброванной толщиной.

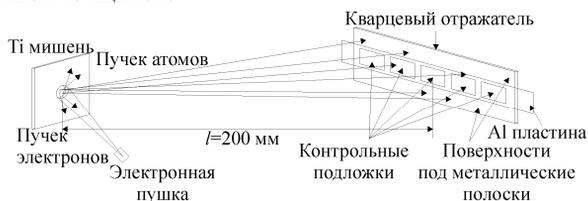


Рисунок 3. Принципиальная схема проведения процесса осаждения металлических полосок необходимой толщины на края кварцевых рефлекторов жесткого электромагнитного излучения.

Специальное внимание было уделено определению среднего размера интерфейсного зазора бесщелевого протяженного коллиматора, составленного из двух кварцевых стекол, изготовленных по единой технологии и используемых нами в качестве рефлекторов для волноводов. Исследования, выполненные с использованием метода нарушенного полного внутреннего отражения оптического излучения, показали, что средняя ширина интерфейсного зазора составляет 30 нм, а ее изменение по длине бесщелевого коллиматора варьирует в интервале 0÷60 нм [9].

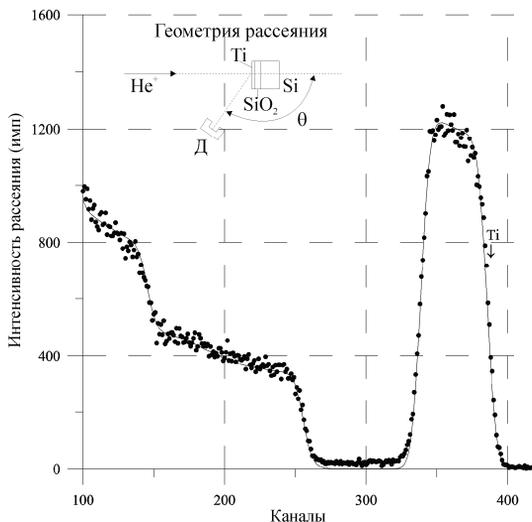


Рисунок 4. Экспериментальный и теоретический (непрерывная линия) спектры РОР He^+ ($E_0=0.9$ МэВ), полученные для одного из контрольных образцов, приготовленных в течение осаждения титановых полосок толщиной 105 нм на края одного из кварцевых рефлекторов. Цена канала – 1.9 кэВ/канал. Геометрия измерения показана на врезке.

Держатель волновода жестко фиксирует взаимное положение рефлекторов. Сам держатель устанавливается на плиту, относительно которой он может смещаться в перпендикулярном направлении и разворачиваться в двух угловых направлениях с помощью четырех микровинтов, расположенных по его углам. Неизменность положения волновода в пространстве обеспечивается наличием четырех пружинных амортизаторов, расположенных соосно с микровинтами. Установочная плита волновода может быть зафиксирована на стандартном рентгеновском гониометре вместо узла, формирующего пучок с помощью стандартной системы обрезающих щелей. Использование волноводной ячейки, построенной в соответствии с показанной конструктивной схемой, для формирования пучка РИ в комплекте рентгеновского гониометра в течение трех лет показало ее высочайшую надежность и стабильность в работе.

Экспериментальная установка для изучения пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения

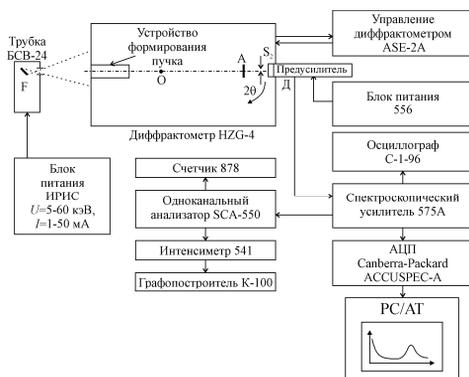


Рисунок 5. Принципиальная схема установки для изучения пространственного распределения интенсивности характеристической составляющей пучка, сформированного кварцевыми волноводами и стандартными устройствами, снабженными обрезными щелями.

В качестве базового устройства для изучения пространственного распределения интенсивности ЖЭИ в пучках, сформированных кварцевыми волноводами, в наших исследованиях применялся стандартный гониометр HZG-4 (БГ-0), в котором в результате модификации радиус сканирования детекторного узла мог меняться от 160 до 500 мм. Спектроскопическая цепь установки была укомплектована модулями стандарта NIM фирмы Ortec [10]. Постоянная времени формирования импульса была выбрана равной 0.5 мкс, что позволило системе накопления информации нормально функционировать при импульсных нагрузках вплоть до 100 кГц. На рисунке 5 представлена принципиальная схема установки. Гониометр позволяет выполнять угловое сканирование, как в непрерывном, так и в старт-стопном режиме с минимальным шагом $\delta(2\theta)=0.001^\circ$. Ширина и высота детекторной щели составляют 0.1 мм и 10 мм, соответственно. Перед детекторной щелью располагается горизонтальная щель Соллера, обеспечивающая регистрацию излучения с углом расходимости в вертикальном направлении не более 2° . В качестве источника ЖЭИ использовалась рентгеновская трубка с неподвижным анодом БСВ-24 (Cu). Размер фокуса составлял $1 \times 10 \text{ мм}^2$. Ширина проекции фокуса при выбранном угле отбора

$\psi \approx 6^\circ$ была близкой к 0.1 мм. Основной объем экспериментальных измерений был выполнен при рабочем режиме трубки $U=20$ кэВ, $I=10$ мА. Исследования пространственного распределения интенсивности ЖЭИ $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ (8.1 кэВ) проводились с использованием ослабителя, характеризующегося фактором ослабления для этого излучения $K \approx 200$.

Пространственное распределение интенсивности ЖЭИ в пучках, сформированных плоскими протяженными кварцевыми волноводами

Для проведения экспериментальных исследований пространственного распределения интенсивности жесткого электромагнитного излучения в пучках, сформированных плоскими протяженными кварцевыми волноводами, узел с волноводной ячейкой включался в рентгенооптическую схему гониометра вместо щелевого формирования пучка. Геометрическое положение волноводного формирователя, показанное в верхней части рисунка 6, оставалось строго одинаковым при изучении волноводов всего щелевого ряда. Поскольку расстояние от входного среза волновода до фокуса трубки составляло 75 мм, угловая ширина его проекции для этой точки равнялась 0.08° . Этот угол соответствует углу захвата излучения волноводной щелью. Расстояние между выходным срезом волновода и детекторной щелью было выбрано равным 460 мм. Это расстояние определяет угловую ширину детекторной щели, соответствующую 0.01° . Все экспериментальные измерения пространственного распределения интенсивности излучения выполнялись с шагом $\Delta(2\theta)=0.02^\circ$. Поэтому для расчета интегральной интенсивности характеристической составляющей пучка $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ величину суммы содержания каналов спектров распределений, представленных в нижней части рисунка 6, приходилось умножать на два. Спектральные данные собирались в течение 10 секунд и потом нормировались для улучшения спектральной статистики.

Для обеспечения регистрации только характеристической составляющей спектра пучка, сформированного плоскими кварцевыми волноводами, использовался импульсный амплитудный дискриминатор. Пример амплитудного спектра, регистрируемого сцинтилляционным счетчиком для пучка РИ, сформированного кварцевым волноводом, и область этого спектра, вырезаемая амплитудным дискриминатором, показаны на рисунке 7. Для режима рентгеновского источника,

использовавшегося в исследованиях пространственного распределения интенсивности излучения ($U=20$ кэВ, $I=10$ мА), доля белой составляющей, проникавшей в выбранное амплитудное окно дискриминатора, не превышало 5%.

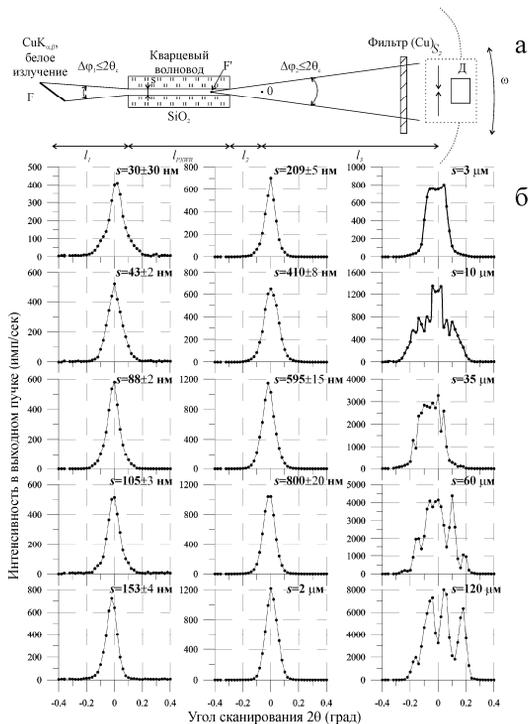


Рисунок 6. (а) Схема экспериментальных измерений пространственного распределения интенсивности излучения $\text{CuK}_{\alpha,\beta}$ в пучках, сформированных кварцевыми волноводами с различной шириной волноводной щели. $l_1=75$ мм, $l_{\text{ПРВ}}=100$ мм, $l_2=60$ мм, $l_3=400$ мм, $S_2=0.1$ мм, A – ослабитель (фактор ослабления для $\text{CuK}_{\alpha,\beta}$ $K=200$).

(б) Экспериментально полученные пространственные (по углу сканирования 2θ) распределения интенсивности излучения $\text{CuK}_{\alpha,\beta}$ в пучках, сформированных волноводами, в которых ширина щели варьировали от 30 до 120000 нм. Измерения выполнены при режиме источника $U=20$ кэВ, $I=10$ мА.

В нижней части рисунка 6 приведены экспериментально полученные распределения интенсивности излучения $\text{CuK}_{\alpha,\beta}$ для волноводов с шириной щели $s=43$ нм, 88 нм, 105 нм, 153 нм, 200 нм, 410 нм, 600 нм, 800 нм, 2000 нм, 3000 нм, 10000 нм, 35000 нм, 60000 нм, 120000 нм. Кроме

того, там же показано распределение, полученное для бесщелевого протяженного коллиматора. Огибающая распределения для интервала размеров щели $30 \div 2000$ нм представляет собой однокомпонентный пик, симметричный относительно плоскости симметрии волновода. Форма пика близка к гауссовой. Его полуширина оказывается близкой к величине, соответствующей углу захвата излучения. По мере увеличения ширины щели общая интенсивность пика остается неизменной в интервале размеров $30 \div 200$ нм, а при дальнейшем ее росте – начинает монотонно возрастать. В области размеров щели $s > 3000$ нм форма распределения интенсивности в пучке, сформированном волноводом, кардинально меняется. В этом размерном интервале огибающая распределения представлена набором узких линий, взаимное соотношение интенсивностей которых резко меняется при малейшем повороте юстированных винтов, определяющих положение волновода в пространстве. Показанные в правой колонке нижней части рисунка 6 распределения отражают некоторые случайно зарегистрированные картины. Дело в том, что наличие в спектре распределения большого количества узких компонент не позволяет ввести какой-то формально

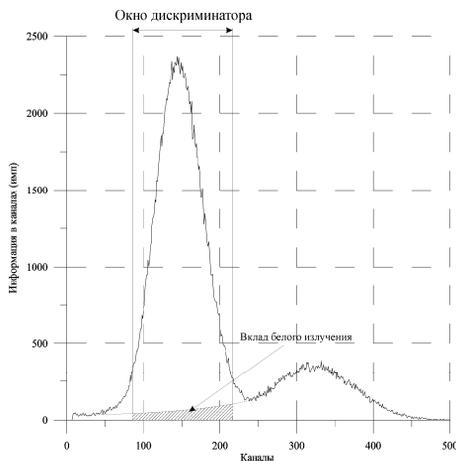


Рисунок 7. Амплитудный спектр пучка рентгеновского излучения, сформированного плоским кварцевым волноводом-резонатором с шириной щели $s=43$ нм. Источник излучения – трубка БСВ-24 (Cu), работавшая в режиме $U=20$ кэВ, $I=10$ мА. Стрелками показана область спектра «окно», выделяемая амплитудным дискриминатором, как в

основном соответствующая его характеристической составляющей. Время набора $\tau=300$ сек. Цена канала 40 эВ.

определенный критерий достижения точного взаимного расположения проекции фокуса, щели детектора и плоской протяженной волноводной структуры (точной юстировки). Определенно можно утверждать следующее. При незначительном изменении юстировки интегральная интенсивность спектра не меняется. Не меняется положение, полуширина, число компонент спектра и общая полуширина распределения. Однако, если для распределений, полученных для щелей с $s < 2000$ нм, угол захвата излучения и угловая полуширина распределения интенсивности в пучке на выходе волновода были равны, то для интервала $s > 3000$ нм угловая полуширина сформированного пучка оказывается равной удвоенной величине критического угла полного внешнего отражения независимо от величины угла захвата. При этом полуширины компонент, составляющих эти спектры, оказывались приблизительно равными между собой, но характеризовались величинами, приблизительно вдвое меньшими полуширины распределений, характерных для узких щелей.

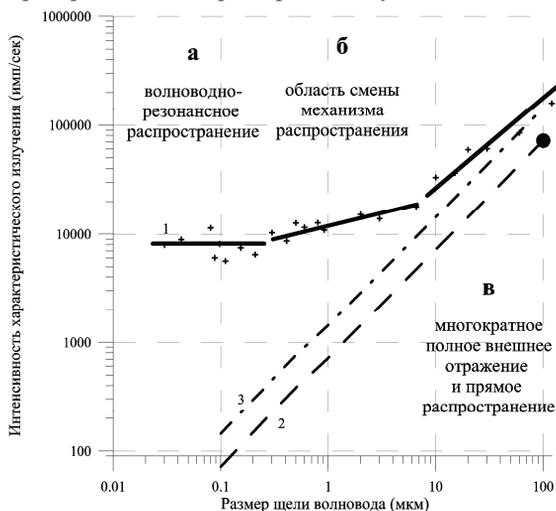


Рисунок 8. (а) Экспериментальная зависимость интегральной интенсивности характеристической составляющей ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) пучка, сформированного плоским кварцевым волноводом от ширины щели, транспортирующей излучение.

(б) Линейная функция, характеризующая зависимость интегральной интенсивности характеристической составляющей ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) прямого пучка, проходящего через щель рентгеновского волновода, от ширины его щели. Экспериментальная точка получена

при исследовании пучка, сформированного системой состоящей из двух обрезających щелей, расположенных в положениях входного и выходного среза волновода.

(в) Функция ожидаемой удвоенной интегральной интенсивности ($SuK_{\alpha\beta}$) для пучка, испытавшего многократное полное отражение.

Очень неординарным оказалось очертание представленной на рисунке 8 зависимости интегральной интенсивности характеристического РИ, прошедшего через волновод, от ширины щели, транспортирующей это излучение. В первом приближении эту зависимость можно рассматривать состоящей из трех частей, соответствующих размерным интервалам $s < 200$ нм, $200 < s < 2000$ нм и $s > 3000$ нм. Первый интервал характеризуется независимостью интенсивности потока транспортируемого излучения от ширины щели, второй – незначительным ростом интенсивности этого потока при увеличении ширины щели и третий – существенной зависимостью интенсивности от размера щелевого зазора. При этом крайне интересно отметить, что при увеличении ширины зазора в 4000 раз интегральная интенсивность пучка, сформированного плоским кварцевым волноводом, возрастает лишь приблизительно на порядок.

Пространственное распределение интенсивности ЖЭИ в пучках, сформированных обрезателями щелями

Для того, чтобы как-то объяснить полученные данные, их необходимо сравнить с подобными результатами, полученными с применением стандартных рентгенооптических устройств, в частности, с помощью формирователя пучков РИ, использующего стандартные обрезательные щели. На рисунке 9 показаны схемы для изучения пространственного распределения интенсивности характеристической составляющей в таких пучках, сформированных системами, оснащенными одной и двумя обрезательными щелями. Геометрии измерений в условиях использования щелевых формирователей максимально приближены к геометрии исследования пучков, сформированных кварцевыми волноводами. При этом крайне важное значение приобретает изучение распределения интенсивности и определение ее интегральной величины для пучка, претерпевшего воздействие двух обрезательных щелей, расположенных на расстоянии, равном длине плоских волноводов, исследованных в работе. Результаты этих исследований позволяют оценить ожидаемую форму прямого пучка, который пройдет через волновод с эквивалентной шириной щелевого зазора, и получить значение его интегральной интенсивности,

которое может быть использовано для непосредственного расчета вклада прямого рентгеновского пучка в интенсивность пучка, сформированного волноводом-резонатором.

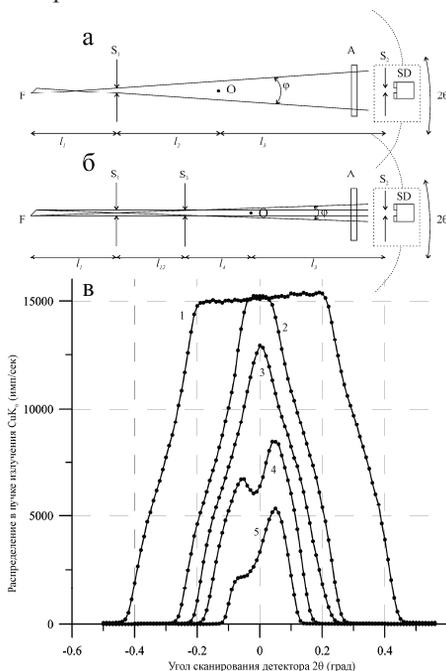


Рисунок 9. Схемы формирования пучка рентгеновского излучения, использующие одну (а) и две (б) обрезаящие щели. Пространственные (по углу 2θ) распределения характеристического излучения ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) в пучках, сформированных однощелевым устройством (1 - $S_1=0.5$ мм; 2 - $S_1=0.25$ мм; 3 - $S_1=0.15$ мм; 4 - $S_1=0.1$ мм) и двухщелевым устройством (5 - $S_1=S_2=0.1$ мм). Измерения выполнены в условиях $l_1=75$ мм, $l_2=100$ мм, $l_2=160$ мм, $l_3=60$ мм, $l_3=400$ мм, $S_2=0.1$ мм. Режим источника $U=20$ кВ, $I=10$ мА. А – ослабитель ($K=200$).

В нижней части рисунка 9 приведены экспериментально полученные распределения характеристического рентгеновского излучения в пучках, сформированных одной обрезаящей щелью с разной шириной зазора (огibaющие 1, 2, 3, 4). Ее геометрическое положение на гониометре точно совпадает с координатой входного среза кварцевых волноводов, исследованных в работе. Огибающая 5 описывает пространственное распределение интенсивности излучения в пучке, сформированном системой, содержащей две обрезаящие щели шириной 0.1 мм каждая,

которые располагались в положениях, соответствующих координатам входного и выходного срезов волноводов. Эта огибающая может рассматриваться в качестве адекватной модели прямого пучка, проходящего через плоский кварцевый волновод с шириной щели 0.1 мм. Величина его интегральной интенсивности отмечена на рисунке 8 в качестве основополагающего экспериментального значения для оценки вклада интенсивности прямого пучка, проходящего через волновод при изменении ширины его щелевого зазора. Это же значение использовано для оценки величины ожидаемой интегральной интенсивности пучков, претерпевших многократное полное отражение в щели и выходящих в качестве 2-х индивидуальных пучков, результирующих последнее отражение от каждого рефлектора.

Анализ представленных на рисунке 9 распределений позволяет охарактеризовать параметры использованного в работе рентгеновского источника, по крайней мере, для выбранных условий его работы ($U=20$ кэВ, $I=10$ мА). Он показывает, что фокальная проекция источника состоит из двух активных зон шириной около 0.05 мм, разделенных мертвой зоной также размером около 0.05 мм. Яркость источника при выбранных условиях эксплуатации составляет $4 \cdot 10^6$ фотон/сек·мср для характеристической составляющей излучаемого им спектра.

Характеристика пучков, сформированных кварцевыми волноводами

Получив сведения об ожидаемом типе пространственного распределения интенсивности характеристической составляющей в прямом пучке и его интегральной интенсивности, можно попытаться дать интерпретацию экспериментальным данным, характеризующим распространение потока ЖЭИ вдоль плоской узкой протяженной щели, образованной полированными кварцевыми рефлекторами, которые представлены на рисунках 6-8. Если предположить, что основной вклад в интегральную интенсивность пучка, прошедшего через кварцевый волновод, вносит прямой пучок характеристического электромагнитного излучения, то на выходе волновода мы должны были бы наблюдать двугорбое распределение интенсивности, соответствующее огибающей 5 на рисунке 9, независимо от ширины щели, а интегральная интенсивность пучка должна была бы линейно уменьшаться в соответствии с зависимостью «2», представленной пунктиром на рисунке 8.

Экспериментальные данные, характеризующие распределение интенсивности в пучке ЖЭИ, сформированном кварцевым волноводом, и зависимость интегральной интенсивности этого пучка от ширины щели, показывают, что они не могут быть описаны только на основе вклада, вносимого прямым пучком. Естественно предположить, что дополнительные вклады могут быть связаны с многократным полным внешним отражением (ПВО) излучения на поверхности кварцевых рефлекторов в щели волновода. Поскольку угол ПВО мал, размер областей источника излучения, определяющих интенсивность прямого пучка и каждого из двух потоков, испытавших первоначальное полное отражение на каждом рефлекторе, в первом приближении можно считать одинаковым. В дополнительном предположении, что многократное полное отражение не приводит к большим потерям интенсивности излучения, на рисунке 8 штрих пунктирной линией нанесена зависимость суммарной ожидаемой интегральной интенсивности вклада потока характеристической радиации, претерпевшего многократное полное отражение на поверхностях рефлекторов. Сравнение величин интегральной интенсивности для пучка РИ, сформированного кварцевыми волноводами с шириной щели – $3 < s < 120$ мкм с суммарной величиной, ожидаемой в предположении прохождения через волновод прямого пучка и двух потоков, претерпевших полное внешнее отражение, показывает их близость во всем указанном размерном интервале. В то же время, сравнение этих величин для двух других размерных интервалов дает основание полагать, что механизм прямого распространения излучения и его многократного полного отражения в щели на поверхностях кварцевых рефлекторов, составляющих волновод, не могут быть определяющими для описания распространения радиации в щелях с шириной менее 2 мкм. Более того, экспериментальные измерения показали, что при ширине щели менее 2 мкм, пространственное распределение интенсивности характеристического излучения в пучке, сформированном волноводом, представляет собой уширенный монопик. В то же время, присутствие прямого и полностью отраженных пучков, которые предполагают появление независимых потоков, должно приводить к возникновению многокомпонентного пространственного распределения интенсивности РИ в пучке, сформированном волноводом. Ожидаемая многокомпонентная структура действительно регистрируется в распределениях, описывающих

пучки РИ, сформированные широкощелевыми волноводами ($s > 3$ мкм). При этом полуширина компонент в этих распределениях оказывалась близкой к величинам, характерным для пучков, полученных с помощью обрезающих щелей минимального размера (рисунок 9в, огибающие 4 и 5) и приблизительно вдвое меньшей, в сравнении с распределениями, полученными для волноводов с узкими щелями $s < 2$ мкм. Более того, число компонент в распределениях, свойственных широкощелевым волноводам, было равно 6, что хорошо согласуется с фактом наличия двух пространственно раздельных активных зон в источнике излучения. В тоже время, тот факт, что эти зоны пространственно отделены друг от друга, оказывается, никак не отражается на аналогичных распределениях, характерных для узкощелевых волноводов. Таким образом, проведенное сопоставление дает основание утверждать, что распространение жесткого электромагнитного излучения в широкощелевых кварцевых волноводах происходит в основном в соответствии с суперпозицией механизма прямого распространения потока и механизма его многократного полного внешнего отражения внутри щели на поверхностях рефлекторов, составляющих этот волновод. Одновременно, проведенный анализ позволяет предположить, что при транспортировке ЖЭИ узкощелевыми волноводами, доминирует другой механизм распространения радиации. При этом на основании сравнения данных, приведенных на рисунке 8, существенно заметить, что для сверхузких щелей $s < 200$ нм возможный вклад прямого и полностью отраженных потоков не может превышать 1% от экспериментального измеренного значения.

В наших предыдущих работах для объяснения anomalно высокой интегральной интенсивности пучков характеристического рентгеновского излучения, сформированных кварцевыми волноводами со сверхузкими щелевыми зазорами $30 \leq s \leq 200$ нм, была предложена концепция волноводно-резонансного распространения РИ в плоских узких протяженных щелях, образованных гладкими диэлектрическими рефлекторами. А сами волноводы со сверхузкими щелями были названы плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами (ПРВР) [4]. Поскольку аналогичное поведение было зарегистрировано для потоков других характеристических РИ ($\text{FeK}_{\alpha,\beta}$, $\text{MoK}_{\alpha,\beta}$, $\text{AgK}_{\alpha,\beta}$) можно предполагать, что такая тенденция является общей для любого ЖЭИ. Поэтому в общем случае устройства с плоскими суперузкими

протяженными щелями могут быть названы плоскими волноводами-резонаторами жесткого электромагнитного излучения (ПВРЖЭИ). Согласно принятой концепции, волноводно-резонансный механизм распространения потока ЖЭИ реализуется в результате возникновения однородного интерференционного поля стоячей волны падающего излучения во всем щелевом пространстве плоского волновода. Однородное интерференционное поле может возникать в узком интервале размеров, верхняя граница которого определяется длиной когерентности транспортируемого излучения. И при этом крайне важно, что согласно этой концепции интегральная интенсивность потока ЖЭИ, пропускаемого волноводом, не должна зависеть от ширины волноводной щели. Таким образом, если принять эту концепцию справедливой, то объяснение экспериментальных результатов, иллюстрирующих распространение потока рентгеновского излучения через плоскую протяженную щель при варьировании ширины зазора этой щели, приобретает естественный характер. В области сверхузких щелей ($30 < s < 200$ нм) доминирует механизм волноводно-резонансного распространения излучения. В промежуточной размерной области ($200 < s < 2000$ нм) происходит постепенный переход от волноводно-резонансного к свободному распространению пучка с одновременным включением механизма многократного полного внешнего отражения. И, наконец, в области широких щелей ($s > 3$ мкм) последние механизмы становятся доминирующими.

Особенности взаимодействия жесткого электромагнитного излучения с материальным интерфейсом

Проблема взаимодействия потоков рентгеновских лучей и гамма квантов с реальным материалом занимает особое место в электродинамике сплошных сред, поскольку длина волны такой радиации оказывается соразмерной с межатомным расстоянием и даже меньше его [11]. При рассмотрении взаимодействия потока ЖЭИ с материалом общепринятое макроскопическое представление материальной структуры как непрерывной среды с использованием усредненных значений параметров для описания ее свойств является несправедливым, в принципе. Описание их взаимодействия должно основываться на рассмотрении эффектов рассеяния отдельных фотонов на индивидуальных заряженных частицах (в

основном электронах), распределенных в объеме материала в соответствии с его свойствами и особенностями.

Допустим, что электрическое поле потока ЖЭИ, падающего на материальный интерфейс, изменяется по гармоническому закону:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\omega t) \quad (1)$$

где \vec{E}_0 является векторной амплитудой поля, а ω представляет частоту колебаний этого поля. Электроны объема материала, попавшие в створ воздействия потока радиации, придут в состояние вынужденных колебаний около своего положения равновесия с частотой ω . Поскольку эта частота существенно превышает резонансные частоты движения электронов в твердом теле ω_0 , амплитуда возбуждаемых колебаний будет малой и движение электронов будет описываться упругим взаимодействием в соответствии с уравнением:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\gamma \frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x = -e\vec{E} - \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d^3 x}{dt^3} \quad (2)$$

где x является смещением электрона из положения равновесия, m – массой электрона, а γ – диссипативным фактором. Последний член выражения представляет собой воздействие на электрон поля его собственного излучения [12]. В первом приближении этот член может быть опущен вследствие его малости. Уравнение (2) имеет следующее стационарное решение [13]:

$$\bar{x} = \frac{-e\vec{E}}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma)} \quad (3)$$

Поскольку $\omega \gg \omega_0$, и принимая в расчет малость диссипативного фактора ($\omega\gamma$), решение уравнения (2) можно представить в упрощенном виде:

$$\bar{x} = \frac{e\vec{E}_0}{\omega^2 m} \left(1 + i \frac{\gamma}{\omega} \right) \exp(i\omega t) \quad (4)$$

Скорость движения электрона под действием электромагнитного поля ЖЭИ является производной смещения:

$$\vec{v} = \frac{d\bar{x}}{dt} = \frac{e\vec{E}_0}{m\omega} \left(i - \frac{\gamma}{\omega} \right) \exp(i\omega t) \quad (5)$$

Локальная плотность электронов в материальной среде может быть представлена как $n(x,y,z)$. Поскольку под действием поля электроны приходят в движение со скоростью \vec{v} , в любом элементе объема возникает ток, плотность которого определяется выражением:

$$\vec{j} = en\vec{v} = \frac{e^2 n \vec{E}_0}{m\omega} \left(i - \frac{\gamma}{\omega} \right) \exp(i\omega t) \quad (6)$$

Возникновение локальных токов является откликом материала на его возмущение высокочастотным полем ЖЭИ и выражается в эффекте рассеяния этого поля электронной подсистемой материала. Реальная картина локального возбуждения этой подсистемы высокочастотным полем может быть описана на основе микроскопических уравнений Максвелла:

$$\text{rot}\vec{E} = i\frac{\omega}{c}\vec{H} \quad (7)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \frac{i\omega\vec{E}}{c} + \frac{4\pi}{c}\vec{j} = -\frac{i\omega}{c} \left[1 - \frac{4\pi e^2 n(x,y,z)}{m\omega^2} (1+i\omega) \right] \vec{E} \quad (8)$$

Поскольку электронная подсистема совершает вынужденные колебания вдали от своих резонансных частот, можно ожидать, что эффект рассеяния будет незначительным и второй член в квадратных скобках выражения (8) будет характеризоваться малой величиной. По форме выражение в квадратных скобках точно соответствует формуле, описывающей диэлектрическую проницаемость материала ϵ . Однако, поскольку этот параметр фигурирует в микроскопических уравнениях Максвелла, он является локальной характеристикой материальной среды и не может в среднем аппроксимировать ее свойства. В тоже время, по аналогии с обычно принятым приближением можно ввести локальное значение коэффициента преломления n_{loc} для рентгеновского и более жесткого излучений:

$$n_{loc} = \sqrt{\epsilon_{loc}} = 1 - \delta_{loc} - i\beta_{loc} = 1 - \frac{e^2 \lambda^2 n(x,y,z)}{2\pi mc^2} \left(1 + \frac{\gamma}{\omega} \right) \quad (9)$$

Следует отметить, что именно такое выражение обычно используется для представления показателя преломления материальной среды в области частот рентгеновского излучения [14]. Однако под параметром $n(x,y,z)$ обычно понимают среднюю электронную плотность, что для рентгеновского и тем более гамма-излучения является несправедливым. В тоже время следует отметить, что все существующие экспериментальные данные, связанные с полным внешним отражением ЖЭИ, синтерпретированны на базе общепринятого описания материальной среды с помощью введения усредненных параметров [15-17]. По-видимому, отсутствие заметных противоречий между выводами,

полученными на основании интерпретации результатов различных измерений, связано с малостью факторов поляризации среды ($\delta \sim 10^{-5}$) и ослабления интенсивности излучения ($\beta \sim 10^{-7}$) [18]. Этот факт позволяет использовать общепринятые приближения, описывающие взаимодействие длинноволнового электромагнитного излучения с материальной средой, для оценки результатов взаимодействия с ней фотонов с длиной волны порядка и менее межатомного расстояния. В тоже время необходимо помнить, что использование этих приближений даже для длин волн мягкого рентгеновского диапазона может приводить к появлению неясностей и противоречий. Например, при взаимодействии РИ с материалом становится не вполне определенным понятие границы вакуум – материальная среда. Если для излучения оптического диапазона этот интерфейс может представляться просто как геометрическая граница без какой-либо переходной зоны, то для излучения с длиной волны порядка межатомного расстояния идеальный геометрический интерфейс должен представляться переходной областью с шириной не менее удвоенного межатомного расстояния и некоторым набором узловых точек, соответствующих позициям атомов в структуре с вариацией потенциала между этими точками [12,13].

Псевдо-зеркальная модель распространения потока ЖЭИ

Результат взаимодействия потока жесткого электромагнитного излучения с материальной средой в действительности является результатом суммирования элементарных событий рассеяния отдельных фотонов на электронной подсистеме среды. Движение фотона с энергией $E = h\omega$ ($\omega \sim 10^{19}$ сек $^{-1}$) в поле потенциала среды $V(x,y,z)$ описывается уравнением Шредингера для векторного потенциала $\vec{A} = \vec{A}_0 \exp(i(kz - \omega t))$ [12]:

$$\nabla^2 \vec{A} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{A} = V \vec{A} \quad (10)$$

Пусть отдельный фотон падает на интерфейс вакуум – материальная среда с геометрической границей в точке $z=0$ (рисунок 10), а потенциал среды V в переходной области Δz в основном зависит от координаты z . В этом случае уравнение (10) может быть сведено к обычному дифференциальному уравнению, в качестве решения которого появляются

выражения типа уравнений Френеля. На их основе, в частности, получено выражение для критического угла полного внешнего отражения [13]:

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{\hbar\omega}{\hbar\omega - V}\right) \quad (11)$$

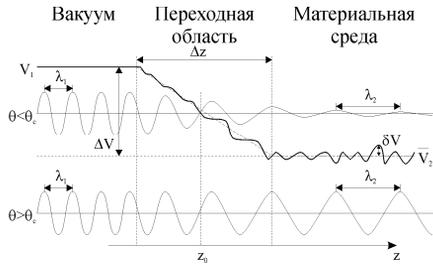


Рисунок 10. Поведение электромагнитной s -волны, моделирующей изменение параметров рентгеновского излучения при двух углах падения на интерфейсе вакуум – материальная среда $\theta_1 > \theta_c$ и $\theta_2 < \theta_c$, где θ_c – критический угол полного внешнего отражения. Потенциал вакуума представляется равным нулю, потенциал материальной среды – $V(x,y,z)$. Пунктирная линия представляет среднее значение этого потенциала. z_0 – геометрическая граница интерфейса. λ_1 и λ_2 – длины волн излучения в вакууме и материальной среде, соответственно. $\delta V(x,y,z)$ не регулярности потенциала среды, связанные с варьированием электронной плотности по объему материала.

В соответствии с этим выражением формальное значение критического угла может локально отклоняться от среднего значения на величину, определяемую локальными вариациями потенциала δV . В тоже время, поскольку реальные оценки локальных вариаций потенциала в литературе отсутствуют, в качестве базового подхода приходится использовать концепцию Френеля, в соответствии с которой, величина потенциала V предполагается постоянной. Кроме того, для описания полного внешнего отражения предполагается использовать приближение геометрической оптики, дополненное учетом интерференционных эффектов. В качестве еще одного дополнения предполагается, что явление полного внешнего отражения характеризуется возбуждением всего объема рефлектора. Вследствие наличия математических затруднений наше рассмотрение игнорирует: факт пространственной ограниченности падающего потока [19], сдвиг Гуса-Хансен [20] и наличие значительного размытия интерфейсной границы, существенно превышающего длину волны ЖЭИ [21], которые обязательно должны быть учтены при более глубокой разработке модели.

Полное внешнее отражение потока жесткого электромагнитного излучения, описываемого полем $\vec{E}_0 \exp(i\omega t)$, в соответствии с формализмом Френеля, характеризуется коэффициентами отражения R_{\perp} и прохождения T_{\perp} для границы вакуум – материальная среда [22]:

$$R_{\perp} = \frac{|\vec{E}_R^2|}{|\vec{E}_0^2|} = \frac{(\theta - a)^2 + b^2}{(\theta + a)^2 + b^2}; T_{\perp} = \int_0^{\infty} \frac{|\vec{E}_T^2(z)|}{|\vec{E}_0^2|} dz \quad (12)$$

и фазовым сдвигом ψ , описываемым выражением [22]:

$$\tan \psi = \frac{2\theta b}{\theta^2 - a^2 - b^2} \quad (13)$$

где a и b представляют собой выражения:

$$a^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} + (\theta^2 - 2\delta) \right]; b^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} - (\theta^2 - 2\delta) \right] \quad (14)$$

В представленных выражениях θ является углом между направлением распространения потока и плоскостью рефлектора, δ и β являются параметрами, входящими в выражение (9). Согласно общепринятому представлению, падающий на интерфейс вакуум – материальная среда поток ЖЭИ при полном внешнем отражении делится на отраженную и частично проникающую в интерфейс составляющие. В отсутствии поглощения ($\beta=0$; $b=0$) частично проникающая составляющая излучения в течение короткого времени будет аккумулирована объемом рефлектора в форме устойчивого распределения возбуждения, будет сохранять его в течение всего времени воздействия радиационного потока и будет вновь отдана в поток после выключения источника жестких электромагнитных волн. Распределение возбуждения представляется экспоненциально убывающим с увеличением расстояния от отражающего интерфейса, в соответствии с величиной поля $\vec{E}_T(x, z, t)$ проникающего в интерфейс потока:

$$\vec{E}_T^{\perp}(z, x, t) = \left[\frac{2\theta}{\theta + a + ib} \exp\left(\frac{2\pi iz}{\lambda}(a + ib)\right) \right] \exp(i(\omega t - 2\pi k_x x)) \vec{E}_0^{\perp} \quad (15)$$

Если величина поглощения оказывается заметной ($\beta \neq 0$; $b \neq 0$), появляются невосполнимые потери потока излучения, уровень которых по глубине рефлектора определяется следующим выражением:

$$\frac{|\vec{E}_T^{\perp}|}{|\vec{E}_0^{\perp}|} = \frac{4\theta^2}{(\theta + a)^2 + b^2} \exp\left(-\frac{4\pi z b}{\lambda}\right) \quad (16)$$

Полная величина этих потерь может быть получена путем интегрирования вдоль оси z по всей глубине рефлектора:

$$T = \frac{4\theta^2}{(\theta + a)^2 + b^2} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{4\pi z b}{\lambda}\right) dz \quad (17)$$

Поскольку величина коэффициента ослабления излучения β , входящая в выражение (17) через параметр b , не велика, полное значение невосполнимых потерь, рассчитываемое на основании этого выражения, оказывается незначительным и основная составляющая падающего потока отражается от интерфейса. Падающая и отраженные волны когерентны между собой. Поэтому в вакууме над интерфейсом образуется зона, в которой эти потоки интерферируют. Явление интерференции падающего и отраженного потоков ЖЭИ было впервые зарегистрировано экспериментально в работе [23]. Там же было экспериментально показано, что период стоячей волны ЖЭИ D в интерференционном поле определяется выражением:

$$D = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \approx \frac{\lambda}{2\theta} \quad (18)$$

В соответствии с выбранной концепцией мы предполагаем, что интерференционное поле стоячей волны ЖЭИ при полном внешнем отражении потока этого излучения возникает не только над интерфейсом, но и во всем объеме рефлектора. Такое предположение, во-первых, не противоречит принципу непрерывности. С другой стороны явление отражение, которое обязано своим возникновением интерференции волн элементарных излучателей, генерирующих вторичное излучение, может иметь место лишь в том случае, если падающая волна претерпевает существенные изменения на дистанции, соизмеримой с размером ее периода. То есть если выполняется соотношение [13]:

$$\left| \frac{d\lambda}{dx} \right| \approx 1 \quad (19)$$

Поскольку длина волны ЖЭИ и величина межатомного расстояния материальной среды, как минимум, соизмеримы, в объеме рефлектора можно ожидать появления значительного количества внутренних локальных интерфейсов, инициирующих явление отражения. Появление таких локальных центров, на наш взгляд, приводит к возникновению в объеме рефлектора обратно распространяющейся волны \vec{E}_{Tr} , интенсивность которой должна возрастать по мере приближения к

интерфейсу вакуум – материальная среда. Поле этой волны описывается выражением:

$$\vec{E}_{Tr} = \left[\frac{2\theta}{\theta + a + ib} \exp\left(-\frac{2\pi iz}{\lambda} a + ib\right) \right] \exp(i(\omega t - 2\pi k_x x)) \vec{E}_0 \quad (20)$$

Появление встречной волны приводит к возникновению интерференционного поля стоячей волны жесткого электромагнитного излучения во всем объеме рефлектора. При этом величина периода стоячей волны в этом объеме D^* , по-видимому, будет отличаться от его значения в вакууме, поскольку средний потенциал в вакууме и среде не одинаков (рис. 10). Кроме того, вследствие наличия вариации потенциала по объему, можно ожидать, что его величина не будет стационарным параметром. Интенсивность стоячей волны в объеме рефлектора в общем случае будет определяться как $|\vec{E}_r^\perp + \vec{E}_r^\perp|^2$. Поэтому при учете интерференции функция невосполнимых потерь примет вид:

$$T^* = \frac{4\theta^2}{(\theta + a)^2 + b^2} \int_0^\infty \cos^2 \left[\Psi^*(z) - \frac{2\pi z}{D^*} \right] \exp\left(-\frac{4\pi z b}{\lambda}\right) dz \quad (21)$$

где $\Psi^*(z)$ представляет собой фазовый сдвиг для интерферирующих потоков ЖЭИ в объеме рефлектора и является функцией координаты z . При $z=0$ она будет соответствовать величине, рассчитываемой на основании формулы (13), при $z \rightarrow \infty$ фазовый сдвиг будет приближаться к нулю. Появление модулирующей составляющей в функции, описывающей величину невосполнимых потерь при полном внешнем отражении в условиях учета поглощения радиации в материале рефлектора, приводит к их уменьшению в сравнении с обычным представлением, основанном на приближении Френеля и описываемом выражением (17). Следовательно, вводя в рассмотрение интерференционную картину в объеме рефлектора, можно ожидать увеличения коэффициента отражения на величину разности между значениями, рассчитанными на основании выражений (17) и (21). Величина этой коррекции $\Delta R = R^* - R = T - T^*$ не велика, однако при расчете многократно полностью отраженного потока жесткой электромагнитной радиации появляющаяся поправка может оказаться очень значительной особенно при приближении к критическому углу ПВО. При этом крайне важно заметить, что в предлагаемой концепции интерференционное поле стоячей волны ЖЭИ распространяется на весь

объем рефлектора независимо от параметра длины когерентности $l_c = \lambda^2 / \Delta\lambda$ отражаемого излучения.

Распределение интенсивности излучения в вакууме выше интерфейса, также определяется квадратом модуля векторной суммы электрического поля падающего и отраженного потоков $|\vec{E}_0^\perp + \vec{E}_R^\perp|^2$, которое в развернутом виде представляется в форме [23]:

$$I(\theta, z) = |\vec{E}_0^\perp|^2 \left[1 + R^* + 2\sqrt{R^*} \cos\left(\Psi + \frac{2\pi z}{D}\right) \right] \quad (22)$$

В приведенной формуле величина фазового сдвига постоянна и определяется выражением (13). В отличие от интерференционной картины, предполагаемой в объеме рефлектора, ее размер в вакууме ограничен. Размер интерференционной области зависит от ширины потока падающего рентгеновского излучения, однако, определяется степенью его монохроматичности. Интерференция падающего и отраженного потоков исчезает, когда фазовый сдвиг φ между взаимодействующими волнами достигает значения « π » [24]. Вследствие этого ширина зоны интерференционного поля стоячей волны ЖЭИ ограничена критерием:

$$\delta \leq 2\pi \frac{\lambda}{2\Delta\lambda} \quad (23)$$

Поскольку фаза волны падающего излучения изменяется на величину « π » на дистанции, соответствующей полуволне, фазовые ограничения, накладываемые неравенством (23) могут быть представлены в более удобном линейном масштабе. Ширина зоны интерференции Δl ограничена соотношением:

$$\Delta l = \frac{\lambda}{2\pi} \delta = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} = \frac{l_c}{2} \quad (24)$$

Таким образом, размер зоны интерференционного поля стоячей волны ЖЭИ при ПВО на диэлектрической поверхности непосредственно определяется длиной когерентности этого излучения. Для излучений CuK_α и MoK_α эти размеры равны, соответственно, 204 и 86 нм. Поскольку длина когерентности гамма-излучения много больше, по сравнению с РИ, для него можно ожидать и существенного расширения зоны интерференции [25]. Интересно отметить, что предельный размер интерференционной зоны для CuK_α оказался подозрительно близок к значению верхней границы размерного интервала “а”, характеризующего на рисунке 8

интенсивность потока характеристического рентгеновского излучения, прошедшего через кварцевые волноводы со сверхузкими щелевыми зазорами.

При наличии $2x$ плоских параллельных расположенных на некотором расстоянии s диэлектрических поверхностей происходит многократное последовательное полное внешнее отражение потока ЖЭИ (рис. 11а). В районе каждого отражения вблизи поверхности рефлекторов образуется локальная интерференционная зона. Если щель достаточно широка, эти локальные зоны не пересекаются. В то же время при изменении ширины щели можно добиться взаимного наложения этих областей, а при некоторых соотношениях между длиной волны излучения, углом его падения и шириной щели – появления однородного интерференционного поля стоячей волны жесткого электромагнитного излучения во всем пространстве щелевого зазора между рефлекторами (рис. 11б). Именно такие условия мы связываем с проявлением волноводно-резонансного механизма распространения ЖЭИ в плоской протяженной сверхузкой щели. Строгая геометрическая концепция, использованная выше, показывает, что образование однородного интерференционного поля может происходить для выбранной длины волны и ширины щелевого зазора лишь при нескольких жестко фиксированных углах падения потока ЖЭИ, то есть эта концепция подразумевает дискретную модовую структуру для потока излучения, распространяющегося в щели. Считается, что распространение потока видимого света в аналогичной плоской волноводной системе описывается именно такой дискретной модовой структурой [26]. В тоже время предпринятые нами оценки показывают, что учет ограниченности ширины пучка, сдвига Гуса-Хансен, реальности проникновения рентгеновского излучения в объем рефлектора и энергетического расплывания геометрической границы вакуум – материальная среда приводит к фазовым и амплитудным подвижкам, приводящим к появлению непрерывности в модовой структуре потока жесткой электромагнитной радиации в щелевых зазорах, соответствующих размерному интервалу, в котором возможно образование однородного интерференционного поля. Косвенным экспериментальным подтверждением непрерывности модовой структуры потока РИ в щелях размерного диапазона $30 < s < 200$ мм является постоянство интенсивности рентгеновских пучков, сформированных волноводами – резонаторами, от

ширины щели (рис. 8а) и неизменность пространственного распределения интенсивности характеристической составляющей этих пучков (рис. 6в). Кроме того, нами были предприняты попытки прямого исследования типа модовой структуры потока РИ в этих щелях.

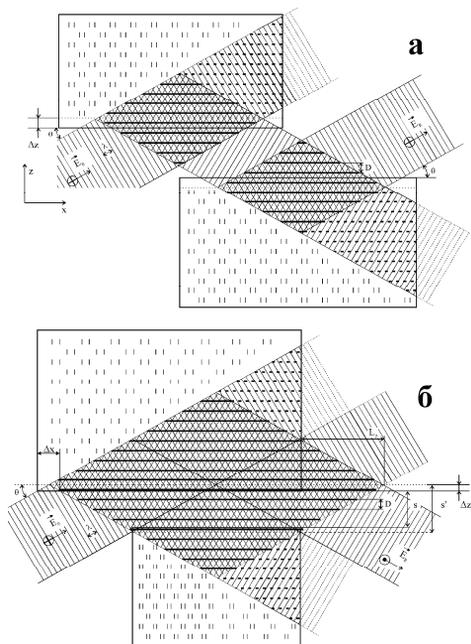


Рисунок 11. Схема образования интерференционного поля стоячей волны при многократном последовательном полном внешнем отражении потока рентгеновской радиации в щели плоской волноводной структуры (а). Принципиальная схема образования однородного интерференционного поля стоячей волны в плоском рентгеновском волноводе-резонаторе (б). Δz – глубина проникновения потока, Δx – продольный сдвиг фронта волны (сдвиг Гуса-Хансен), D – период стоячей волны, s – ширина щели, s' – эффективная ширина щели, L_p – длина выпячивания интерференционного поля из щели.

Суть этих исследований состояла в изучении пространственного распределения интенсивности характеристической составляющей рентгеновского пучка, сформированного кварцевым волноводом-резонатором с шириной плоского зазора $s=100$ нм и длиной 100 мм при косом падении потока первичного излучения (рис. 12). Максимальная информативность подобных измерений может быть достигнута при наличии коллинеарного первичного потока монохроматизированного

излучения. Однако, подобные исследования могут быть выполнены и при использовании обычного лабораторного источника рентгеновской радиации (трубки БСВ–24) в условиях использования низких значений ускоряющего потенциала и стандартной схемы дискриминации. Как было указано ранее (рис. 7), паразитный вклад белого излучения в регистрируемом распределении в этом случае не превышает 5%. Первичный пучок в выбранной геометрии измерений (рис. 12а) имеет сходящееся очертание с углом раствора $\delta\varphi_1 \approx 0.03^\circ$. Дифракционное уширение при этом не превышает 0.01° . Следовательно, эффективный угол раствора первичного пучка не превышал 0.04° . Процедура экспериментальных измерений состоит в исследовании пространственного распределения интенсивности характеристической составляющей пучка РИ, прошедшего через щель волновода-резонатора при различных фиксированных значениях углов косоугольного падения пучка первичного излучения на входной срез волновода-резонатора φ_1 . Шаг дискретного изменения этого угла был выбран $\Delta\varphi_1 = 0.01^\circ$. Шаг сканирования детектора при измерении распределения интенсивности в выходном пучке для каждого положения φ_i также составлял $\Delta(2\theta) = 0.01^\circ$. При этом шаг изменения угла φ_2 оказывался примерно вдвое больше (рис. 12б). В этих измерениях ширина щели детектора характеризовалась примерно той же угловой шириной, что и в исследованиях, обсуждавшихся выше. На рисунке 12б показано одно из экспериментально полученных распределений интенсивности характеристической составляющей пучка излучения, сформированного волноводом-резонатором при угле косоугольного падения $\varphi_1 = 0.08^\circ$. Полученное распределение показывает, что пучок, сформированный волноводным устройством при косоугольном падении первичного потока радиации, состоит из двух пиков приблизительно равной интенсивности, угловое расстояние между которыми, составляет $\varphi_2 \approx 0.16^\circ$, т.е. соответствует удвоенному значению угла падения первичного пучка (как это и ожидалось из геометрического представления, показанного на рисунке 11б). Форма распределения, показанного на рисунке 12б, оставалась неизменной во всем угловом интервале изменения угла падения первичного пучка. Более того, зависимость интегральной интенсивности сформированного пучка от величины угла падения первичного потока радиации, полученная в том же угловом интервале (рис.

13), представляет собой монотонную функцию. При этом существенно, что шаг сканирования был много меньше величин угловых интервалов, рассчитанных для ожидаемой при выбранной ширине щели дискретной модовой структуры. Эти экспериментальные данные непосредственно поддерживают предположение о непрерывности модовой структуры потока характеристического РИ в условиях его волноводно-резонансного распространения. Аналогичные результаты получены и для более узких щелевых зазоров. Похожие данные были зарегистрированы и для более жесткого рентгеновского излучения ($\text{MoK}_{\alpha,\beta}$, AgK_{α}). Весь объем полученных нами экспериментальных результатов относительно модовой структуры потока рентгеновских лучей в сверхузких протяженных щелях, образованных плоскими диэлектрическими рефлекторами, будет опубликован после завершения систематического экспериментального исследования этого вопроса. В тоже время общность поведения потоков излучения различной энергии при их распространении в суперузких протяженных щелях позволяет предположить, что исходное поведение характерно для любого жесткого электромагнитного излучения с длиной волны порядка и менее межатомного расстояния.

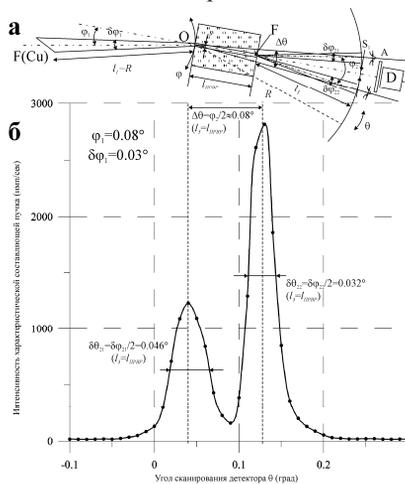


Рисунок 12. Схема измерений (а) и пример распределения интенсивности характеристической составляющей в пучке, сформированном ПРВР ($s=100$ нм, $l=100$ мм), при наклонном падении пучка первичного излучения, генерируемого трубкой БСВ-24 (Cu) в режиме $U=20$ кэВ, $I=12$ мА (б). Измерения выполнены с помощью гониометра ГУР-8, $R=200$ мм, $S_1=0.05$ мм, $l_3=100$ мм, $F=0.1$ мм. А – ослабитель ($K=200$).

Считая возможным реализацию волноводно-резонансного механизма распространения потока ЖЭИ в плоской протяженной щели, можно попытаться объяснить зависимость интегральной интенсивности и форму огибающей ее пространственного распределения, представленные на рисунках 6 и 8. Волноводы с узкой щелью захватывают поток жесткого излучения в щелевое пространство, причем захватываемая интенсивность определяется только размером источника и расстоянием до него. В то же время имеется ограничение, связанное с тем, что излучение, падающее на внутреннюю поверхность рефлекторов под углом, большим, чем критический угол полного внешнего отражения θ_c , не может попасть в щелевой зазор волновода. Увеличение ширины щели не приводит к увеличению захваченной волноводом интенсивности, т.к. ширина зазора остается много меньшей ширины проекции фокуса $s \ll F$. Поэтому в интервале размеров $30 < s < 200$ мм интегральная интенсивность оказывается постоянной. В этом размерном интервале реализуется волноводно-резонансный механизм транспортировки радиации, который приводит к появлению монопикового пространственного распределения интенсивности в сформированном волноводом пучке, причем угол захвата излучения оказывается совпадающим с углом расходимости пучка на входе волновода, точнее – волновода-резонатора. Интенсивность пучка на выходе кварцевого волновода начинает возрастать в области размеров щели, в которой становится заметным вклад прямого пучка. Поскольку это становится ощутимым для щелей с шириной, превышающей половину длины когерентности излучения, начинается постепенный переход от механизма волноводно-резонансного распространения к механизму прямого распространения потока, совмещенному с многократным полным внешним отражением.

Факт ограничения захвата радиации волноводом-резонатором верхним пределом $\theta_m \leq 2\theta_c$ кажется вполне естественным. Однако подобное ограничение возникает и снизу. Минимальный угол θ_l будет достигнут, если период стоячей волны D станет равным половине длины когерентности излучения $l_c/2$:

$$\theta_e = \frac{\lambda}{2l} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (25)$$

В качестве ссылки можно указать, что для CuK_α этот угол составляет 0.022° для MoK_α – 0.024° (без учета фактора проникновения пучка в

объемы рефлекторов). Так что при большом удалении от источника или использовании коллинеарного пучка излучения, который падает на волновод-резонатор не косо, на его выходе будет получен пучок нулевой интенсивности.

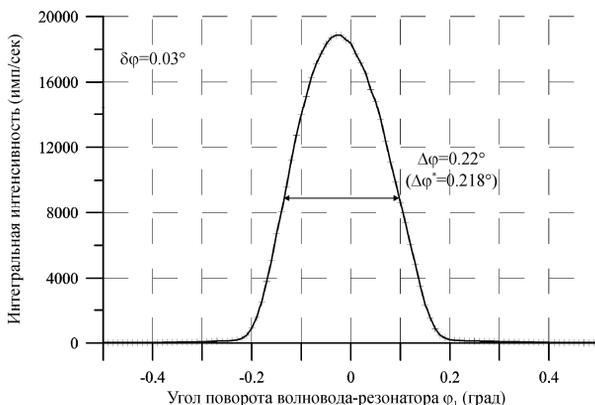


Рисунок 13. Зависимость интегральной интенсивности характеристической составляющей пучка, сформированного кварцевым волноводом-резонатором ($s=100$ нм, $l=100$ мм) от величины угла падения φ_1 потока первичной радиации, генерируемого трубкой БСВ-24 (Cu) в режиме $U=20$ кэВ, $I=12$ мА, в условиях геометрии измерений, представленной на рисунке 9а. Величина $\Delta\varphi^*$ получена с учетом угла расходимости первичного потока $\delta\varphi$ $\Delta\varphi^* = \sqrt{(\Delta\varphi)^2 - (\delta\varphi)^2}$.

Интерференционная картина может возникнуть, если в щели может уложиться, хотя бы один период стоячей волны транспортируемого излучения. Этот период в соответствии с формулой (18) оказывается минимальным при достижении критического угла ПВО материала рефлектора:

$$D_{\min} = \frac{\lambda}{2\theta_c} = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{\pi mc^2 A}{e^2 N \rho Z}} \quad (26)$$

где A – атомный вес элемента рефлектора (или средний атомный вес для соединений), N – число Авогадро, Z – атомный номер элементов рефлектора (или средний атомный номер для соединений), ρ – плотность материала рефлектора. Минимальный размер щели, в первом приближении допускающий возникновение однородного интерференционного поля стоячей волны ЖЭИ, не зависит от длины волны этого излучения и составляет для кварцевого рефлектора величину около 21 нм (без учета глубины проникновения радиации вглубь объема рефлектора).

Представляет существенный интерес обсудить проблему ослабления интенсивности потока рентгеновской радиации в результате его транспортировки волноводом-резонатором. Волноводно-резонансный механизм распространения жесткого электромагнитного излучения в узкой протяженной щели предполагает возбуждение всего объема рефлектора при первом акте полного отражения потока и фазирование всех последующих его полных отражений. По сравнению с моделью многократного полного отражения этого потока, в модели его волноводно-резонансного распространения будет наблюдаться существенно меньшее ослабление интенсивности излучения, поскольку в своих последовательных отражениях поток не будет испытывать потерь собственной энергии на перевозбуждение объема рефлектора в силу сфазированности этих отражений. Другими словами при каждом последующем отражении поток будет испытывать лишь незначительные потери на поддержание определенного уровня возбуждения в объеме рефлектора.

Чтобы оценить величину фактора ослабления интенсивности радиационного потока при его прохождении через узкую протяженную щель, представим, что этот поток интегральной интенсивностью W_0 под некоторым углом $\theta < \theta_c$ попадает в щель волновода-резонатора. Для области входного среза волновода ($x=0$), в которой происходит первое полное отражение потока, его интегральная интенсивность может быть представлена как сумма двух членов, представляющих интенсивность потока в щелевом пространстве $L(\theta; x=0)$ и его интенсивность, связанную с возбуждением объемов рефлекторов волновода $M(\theta; x=0)$:

$$W(\theta, 0) = L(\theta, 0) + M(\theta, 0) \quad (27)$$

Функция $L(\theta; 0)$ может быть представлена выражением:

$$L(\theta, 0) = \int_{-\frac{s}{2}}^{+\frac{s}{2}} I(\theta, z) dz; \quad (28)$$

где s является размером ширины щели, а $I(\theta; z)$ представляет собой интенсивность потока в щелевом пространстве с учетом интерференционного члена, которая представляется выражением (22). Учитывая форму выражения (21) для невосполнимых потерь отражаемого потока, функцию $M(\theta; 0)$ можно представить в виде:

$$M(\theta, 0) = 2 \int_{\frac{\Delta z}{2}}^{\infty} I(\theta, z) \exp\left(-\frac{z}{\Delta z}\right) dz \quad (29)$$

где $I(\theta; z)$ также представляется выражением (22), а величина Δz является параметром глубины проникновения излучения в материал рефлектора [14] и определяется выражением:

$$(\Delta z)^2 = \frac{1}{8\pi^2} \frac{\lambda^2}{\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} - (\theta^2 - 2\delta)} \quad (30)$$

Этот параметр соответствует глубине, на которой интенсивность проникающего излучения меньше в «е» раз ее интенсивности на интерфейсной границе. При распространении радиации вдоль щели величина интегральной интенсивности потока $W(\theta; x)$ и его составляющих $L(\theta; x)$ и $M(\theta; x)$ уменьшаются при увеличении x . В тоже время соотношения между этими тремя величинами остаются неизменными, так как вследствие наличия однородного интерференционного поля стоячей волны ЖЭИ сохраняются идентичными граничные условия на интерфейсах рефлекторов на протяженности всей длины щелевого зазора. Следовательно, для одного из взаимных соотношений этих величин можно записать:

$$\alpha = \frac{M(\theta, 0)}{W(\theta, 0)} = \frac{M(\theta, x)}{W(\theta, x)} = const \quad (31)$$

Если интегральная интенсивность потока радиации в области входного среза волновода-резонатора $W(\theta; 0)$ представляется выражением (27), то на расстоянии Δx от положения этого среза оно примет вид:

$$W(\theta, \Delta x) = L(\theta, \Delta x) + M(\theta, \Delta x)$$

Электромагнитное излучение не может испытывать ослабление в щелевом пространстве волновода, поскольку коэффициент поглощения вакуума равен нулю. Ослабление интенсивности потока, распространяющегося вдоль щели волновода, может быть связано только с его составляющей, которая возбуждает рефлекторные объемы. Следовательно, $L(\theta; 0) = L(\theta; \Delta x)$, а общую потерю интенсивности при прохождении потоком расстояния Δx можно представить в следующей форме:

$$\Delta W(\theta, \Delta x) = W(\theta, 0) - W(\theta, \Delta x) = M(\theta, 0) - M(\theta, \Delta x) = M(\theta, 0)(1 - \exp(-\mu \Delta x)) \quad (32)$$

где μ является линейным коэффициентом поглощения материала рефлектора. Разделив правую и левую часть в уравнении (32) на $W(\theta; 0)$ и

устремив $\Delta x \rightarrow 0$ можно получить простое дифференциальное соотношение, определяющее величину энергетических потерь потока на единицу пути:

$$\frac{dW}{W} = -\frac{M(\theta, 0)}{W(\theta, 0)} \mu dx = -\alpha \mu dx \quad (33)$$

Интегрирование этого выражения в предположении начального условия $W_0 = W(\theta; 0)$ позволяет получить основное уравнение для описания интенсивности потока ЖЭИ в волноводе-резонаторе:

$$W(\theta; x) = W_0 \exp(-\mu \Delta x) \quad (34)$$

где параметр α является сложной функцией, рассчитываемой на основании выражений (22) и (30) с учетом функции невосполнимых потерь (21). Оценочное сопоставление результатов расчетов на основе модели многократного полного отражения и модели волноводно-резонансного распространения для одной и той же модельной волноводной структуры показало, что волноводно-резонансная модель характеризуется существенно меньшими невосполнимыми потерями интегральной интенсивности транспортируемого потока [4]. Согласно проведенным оценкам, общие потери пучка CuK_α в кварцевом волноводе-резонаторе длиной 100 миллиметров шириной щели $s=100$ нм, близки к 10%, хотя в большинстве реально испытанных волноводов-резонаторов, эта величина составляет 30÷40%. В тоже время точных аналитических измерений величины невосполнимых потерь при волноводно-резонансном распространении потока РИ пока выполнить не удалось, вследствие наличия технических трудностей. Дело в том, что подобные измерения могут быть проведены только в условиях прямого сопоставления интенсивности пучков, сформированных одним волноводом-резонатором и двумя последовательно расположенными и взаимно съюстированными подобными устройствами. Поскольку взаимная юстировка таких устройств является крайне неординарной процедурой, аналитические измерения реального ослабления интенсивности потока жесткого электромагнитного излучения в узкой протяженной щели может быть выполнено лишь после создания специализированного аналитического стенда.

Заключение

Проведенные экспериментальные исследования показали, что интенсивность пучка ЖЭИ, сформированного плоским протяженным волноводом, образованным диэлектрическими рефлекторами, не является

линейной функцией при варьировании ширины его щели в интервале $3\div 120000$ нм. Обнаружено, что в размерном интервале $3\div 120$ мкм распространение жесткого электромагнитного излучения с энергией $E=8.1$ кэВ удовлетворительно описывается суперпозицией механизмов прямого распространения потока и многократного последовательного полного отражения на интерфейсах рефлекторов. В тоже время, поскольку в области сверхузких щелей $30\div 200$ нм вклады этих механизмов оказывались не в состоянии описать реально регистрируемую интенсивность пучка, предложен волноводно-резонансный механизм распространения этого потока в сверхузком щелевом зазоре. Предложена полуколичественная модель такого механизма, в первом приближении описывающая экспериментально зарегистрированное явление. Приведены первые экспериментальные результаты, позволяющие предположить непрерывность модовой структуры потока ЖЭИ в сверхузкой протяженной щели. Предложенная модель волноводно-резонансного распространения не противоречит полученным данным.

Благодарности

Авторы благодарят за оказанное содействие проф. Э.В. Суворова.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (проекты №01-03-33167, 02-02-22009, 03-02-17267).

- [1] Мингазин Т.А., Зеленов В.И., Лейкин В.Н. // ПТЭ. 1981. № 1. С. 229.
- [2] Лейкин В.Н., Мингазин Т.А., Зеленов В.И. // ПТЭ. 1984. № 6. С. 33.
- [3] Egorov V., Egorov E. // Thin Solid Films. 2001. V. 398-399. P. 405.
- [4] Egorov V., Egorov E., Bil'chik T. // Investigation in Russia. 2002. V. 3. P. 423. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/040e.pdf>
- [5] Егоров В.К., Егоров Е.В. // Поверхность (Рент., синх. и нейт. исследования). 2003. №2. С. 65.
- [6] Егоров В.К. // Труды 10 Всесоюзного совещания по эксплуатации и использованию электростатических ускорителей. Обнинск: изд. ФЭИ, 1993. С. 34.
- [7] Егоров В.К., Егоров Е.В., Кондаков А.С. // Поверхность (Рент., синх. и нейт. исследования). 2003. №5. С. 244.
- [8] Doolittle L.R. // Nucl. Inst. and Methods. 1985. B9. 335 p.

- [9] Егоров В.К., Егоров Е.В. // Материалы совещания Рентгеновская оптика 2003. ИФМ РАН: Н. Новгород, 2003. С. 34.
- [10] EG&G Catalog. 1997/1998. 2.360 p.
- [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. 1959. М.: ГИФМЛ, 532 с.
- [12] Бом Д. Квантовая теория. М.: Наука, 1965. 727 с.
- [13] Lekner J. Theory of reflection of electromagnetic and particle waves. Dordrecht: Martinus Nijhoff Publ., 1987. 279 p.
- [14] Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: ГИФМЛ, 1957. 518 с.
- [15] Комптон А., Алисон С. Рентгеновские лучи, теория и эксперимент. М.: ГИТТЛ, 1941. 672 с.
- [16] Parrat L.G. // Phys. Rev. 1954. V. 95. #2. P. 359.
- [17] Зеркальная рентгеновская оптика / Ред. Виноградов А.В. Л.: Машиностроение, 1989. 463 с.
- [18] Henke B.L., Lee P., Tanaka T.Y. and et. al. AIP Conference Proceeding. / Low Energy X-ray Diagnostic / Edt. Attwood D.T., Henke B.L. New York: American Institute of Physics, 1981. V. 75. P. 340.
- [19] Lotsch H.K.V. // JOSA. 1968. V. 58. #4. P. 551.
- [20] Goos F., Hanchen H. // Ann. der Phys. 1947. V. 6. #7-8. part 1. P. 333. (In German).
- [21] Gasgnier M., Nevot L. // Phys. Status Soliti (A). 1981. V. 66. P. 525.
- [22] Шефер К. Теоретическая физика. Т. 3. часть 2. Оптика. М.: ГОНТИ, 1938. 536 с.
- [23] Bedzyk M., Bommarito G., Schildkraut J. // Phys. Rev. Let. 1989. V. 69. P. 1376.
- [24] Борн М., Вольф Е. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
- [25] Егоров В.К., Егоров Е.В. // Труды XIV Международной конференции по ЭСУ и пучковым технологиям. ФЭИ: Обнинск. 2002. С. 159.
- [26] Унгер Х.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 658 с.

Изучение распределения интенсивности рентгеновского излучения сформированного волноводом-резонатором с разновеликими рефлекторами

Проведенные ранее исследования явления волноводно-резонансного распространения потока рентгеновской радиации в основном ориентировались на выяснение сути явления [1,2]. В тоже время для построения устройств, функционирующих на его основе, весьма существенным оказываются методические и технологические особенности изготовления рефлекторов, являющихся важнейшими узлами плоских рентгеновских волноводов-резонаторов (ПРВР). До настоящего времени остается не ясным, какова наиболее эффективная форма торцов рефлекторов. Не выяснен вопрос о необходимом и достаточном уровне качества полировки торцевых поверхностей. Не очевидна степень влияния на пространственное распределение интенсивности в пучке на выходе ПРВР возможного неравенства длин составляющих его рефлекторов. Причем ответ на последний вопрос имеет прямую практическую значимость, поскольку некоторые рентгенооптические схемы рентгенофлуоресцентных спектрометров, функционирующих в условиях полного внешнего отражения возбуждающего пучка от поверхности исследуемой мишени (РФА ПВО) при формировании этого пучка с помощью ПРВР, предполагают существенную размерную разновеликость составляющих его рефлекторов [3]. Данная работа посвящена изучению влияния именно этого фактора на параметры потока излучения на выходе волновода-резонатора.

При рассмотрении степени неравенства длин рефлекторов следует различать макро и микроразновеликость. В соответствии с концепцией, развитой в наших предыдущих работах, в случае равновеликости длин рефлекторов пространственное распределение излучения в потоке на выходе волновода-резонатора имеет симметричное очертание, близкое по форме к распределению Гаусса (рис. 1,а2). Если один из рефлекторов оказывается длиннее другого, то некоторая часть этого потока будет испытывать полное внешнее отражение на поверхности выступающего уступа. Условно можно принять, если симметрия пространственного распределения излучения в потоке заметно не искажена, то рефлекторы

могут считаться микроразновеликими. И, наоборот, при значительной асимметрии распределения, рефлекторы можно рассматривать как макроразновеликие. Условная граница между микро и макроразновеликостью определяется размером выступа, который приводит к полному внешнему отражению половины потока на выходе ПРВР. Эта величина оказывается около 0.1 мм. Мы экспериментально исследовали потоки излучения FeK α β на выходе кварцевых ПРВР с макроразновеликими рефлекторами с шириной рентгеноводной щели в области размеров 0.02÷20 мкм, перекрывающие размерные интервалы, характерные для волноводно-резонансного распространения излучения, его многократного полного отражения и интервала, соответствующего смене механизма распространения излучения.

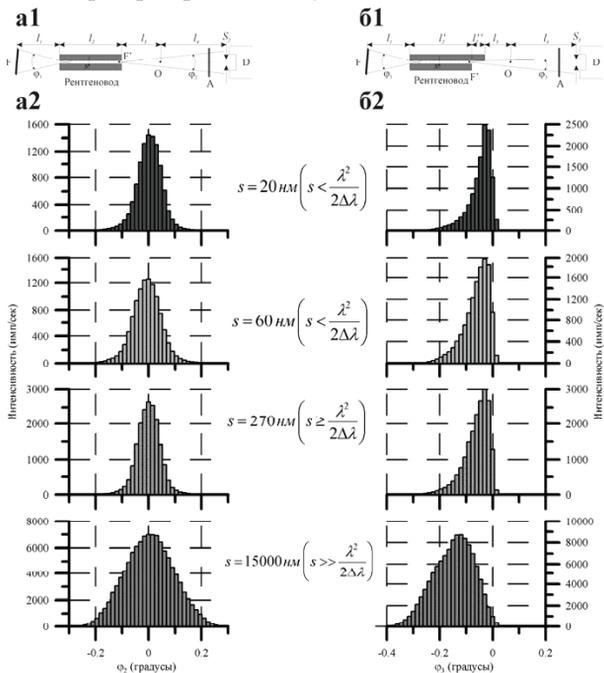


Рис. 1. Экспериментальные схемы для изучения пространственного распределения интенсивности излучения в пучках, сформированных стандартными плоскими рентгеноводами (a1) и рентгеноводами с разновеликими рефлекторами (b1). Внизу показаны примеры экспериментально полученных распределений (a2, b2). $l_1=50$ мм, $l_2=100$ мм, $l'_1=75$ мм, $l'_2=25$ мм, $l_3=80$ мм, $l_4=230$ мм, А – ослабитель ($K_{Fe}=1000$), s – ширина щелевого зазора.

В верхней части рисунка 1 показаны использованные нами геометрические схемы для сравнительного изучения пространственного распределения излучения в потоках на выходе ПРВР и рентгеноводов, функционирующих на базе многократного полного внешнего отражения, изготовленных с использованием равно и разновеликих рефлекторов при одной и той же ширине плоского протяженного зазора. Геометрии характеризовались единственным отличием – в плоских рентгеноводах один из рефлекторов длиной 100 мм заменялся на рефлектор длиной 75 мм. Торцы всех рефлекторов имели прямоугольное сечение и были обработаны по 14 классу чистоты. В нижней части рисунка показаны сравнительные пространственные распределения для характеристической составляющей потоков рентгеновских лучей, сформированных плоскими рентгеноводами обоих типов для щелевых зазоров различной ширины.

Для области размеров щелевых зазоров, соответствующих волноводно-резонансному распространению излучения $FeK\alpha\beta$ ($s \leq 200$ нм), форма распределений на выходе рентгеноводов с разновеликими рефлекторами близка по очертанию к половине распределения Гаусса, причем положение максимума огибающей демонстрирует слабую тенденцию к увеличению сдвига от плоскости симметрии ПРВР по мере увеличения ширины щелевого зазора. Для широкощелевых рентгеноводов величина сдвига оказывается соизмеримой с полушириной распределения. Интегральные интенсивности потоков, сформированных рентгеноводами, образованными равно и разноразмерными рефлекторами, равны с точностью до статистического разброса. Поскольку полуширина пространственных распределений в потоках излучений, сформированных рентгеноводами (и, в частности, ПРВР) с разновеликими рефлекторами, меньше чем в распределениях, соответствующих рентгеноводам обычной конструкции, средняя плотность излучения в этих потоках оказывается приблизительно в 2 раза выше. Следовательно, можно ожидать, что при использовании в РФА ПВО спектроскопии пучка возбуждения, сформированного волноводом-резонатором с разновеликими рефлекторами, выход вторичной флуоресценции окажется приблизительно в 1.4 раза выше, по сравнению с использованием обычных ПРВР. Однако при этом оказывается крайне существенным точно выбрать пространственное положение поверхности исследуемой мишени. Если ее положение окажется точно соответствующим оси симметрии ПРВР, то выход

вторичной рентгеновской флуоресценции окажется ничтожным. Таким образом, в результате проведенных исследований показано, что для построения высокоэффективного РФА ПВО спектрометра необходимо точно подбирать местоположение исследуемой мишени в пространстве. Кроме того, может быть предложена простая геометрическая модель расчета этого положения. К сожалению, в настоящее время еще не выработан жесткий технологический критерий единообразного позиционирования в пространстве поверхности мишеней с необходимой метрической и угловой точностью без использования специальной гониометрической головки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №06-02-17406 и 06-02-16284).

- [1] Егоров В.К., Егоров Е.В. // Поверхность (рент. синх. нейтр. исследования). №12. 2005. стр. 24-46.
- [2] Egorov V.K., Egorov E.V. // Spectrochimica Acta. B59. 2004. p. 1049-1069.
- [3] Егоров В.К., Егоров Е.В. // Поверхность (рент. синх. нейтр. исследования). №7. 2005. стр. 5-12.

Технологические особенности изготовления плоского рентгеновского волновода-резонатора

Концепция механизма волноводно-резонансного распространения потока рентгеновских лучей появилась в процессе изучения особенностей прохождения этого потока через сверхузкие протяженные щелевые зазоры [1-3]. Важнейшим аспектом этой концепции явилось постулирование появления однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем пространстве щелевого зазора, образованного плоскими полированными диэлектрическими рефлекторами, в условиях транспортировки потока квазимонохроматического рентгеновского излучения при ширине этого зазора ниже некоторого критического значения [4]. Хорошо известно, что планарные широкощелевые рентгеноводы функционируют на базе механизма многократного полного внешнего отражения. При вариации ширины щелевого зазора экспериментально зарегистрирован размерный интервал, характеризующийся постепенной сменой механизма транспортировки излучения от многократного полного отражения потока к его волноводно-резонансному распространению [5]. Существование такого интервала было вполне предсказуемым вследствие несовершенства технологии приготовления поверхностей рефлекторов и наличия статистического распределения по параметру длины когерентности для квазимонохроматических фотонов.

При многократном полном отражении модовая структура потока имеет ярко выраженную дискретную структуру [6,7]. Интуитивно ясно, что при варьировании угла падения пучка рентгеновской радиации на входное окно щелевого зазора найдется набор угловых направлений, при которых будет обеспечено фазирование последовательных отражений. Каждое полное внешнее отражение потока излучения характеризуется появлением локального интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в воздушном пространстве щелевого зазора [3]. Его размер определяется длиной когерентности излучения и геометрической шириной падающего потока. В соответствии с принципом непрерывности каждому отражению сопутствует появление интерференционного поля и в объемах рефлекторов, формирующих щелевой зазор. При этом в материале

рефлекторов поле будет характеризоваться затуханием, но возбуждению подвергнется весь его объем. Наличие фазировки последовательных отражений позволяет обходиться без перевозбуждения объемов рефлекторов. Поэтому пучки излучения, падающее на входное окно щелевого зазора под магическими углами, испытывают существенно меньшее ослабление в сравнении с пучками, падающими под углами промежуточных значений.

Как уже указывалось выше, механизм волноводно-резонансного распространения радиационного потока характеризуется образованием однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем пространстве воздушного щелевого зазора, а также в объемах рефлекторов в форме затухающего возбуждения. При этом вариация угла падения исходного пучка излучения не приводит к изменению структуры однородного интерференционного поля, вызывая лишь изменения периода этого поля. Таким образом, для механизма волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения оказывается не характерным появление серии магических углов падения исходного пучка излучения, т.е. для него свойственна непрерывная модовая структура транспортируемого потока. Устройство, функционирующее на базе этого механизма, получило название плоского рентгеновского волновода-резонатора (ПРВР), схематичное устройство которого показано на рисунке 1.

Механизм волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения имеет и другое название, а именно – механизм радиационной сверхтекучести [8]. Это название в значительной степени отражает суть волноводно-резонансной транспортировки радиации, поскольку теоретически потеря интенсивности потока связана лишь с первоначальным возбуждением объемов рефлекторов. Простейшая модель, первоначально разработанная для количественного описания потери интенсивности потока в процессе его транспортировки в соответствии с механизмом волноводно-резонансного распространения и основанная на постулировании прямой связи между коэффициентом ослабления потока рентгеновских лучей материалом рефлекторов и длиной ПРВР [4], по-видимому, не является достаточной для реального описания ослабления потока. Сомнения в достаточности простейшей модели описывающей, ослабление потока при его транспортировке в соответствии с механизмом

волноводно-резонансного распространения узким протяженным щелевым зазором, появились в связи с экспериментально доказанной невозможностью создания на базе волноводов-резонаторов β -фильтра рентгеновского излучения [9].

Сами волноводно-резонансные устройства обладают целым рядом оригинальных особенностей. Они в состоянии захватывать поток рентгеновской радиации в угловом интервале, не превышающим удвоенное значение критического угла полного внешнего отражения (ПВО) для материала рефлектора. Этот угол близок к 0.5° при транспортировке квазимонохроматического излучения элементов группы Fe кварцевым ПРВР. Транспортировка таким ПРВР потоков более жесткого излучения ($\text{NbK}_{\alpha\beta}$, $\text{MoK}_{\alpha\beta}$, $\text{RhK}_{\alpha\beta}$, $\text{AgK}_{\alpha\beta}$) характеризуется более низким максимальным значением предельного угла захвата, близким к 0.2° . Угол захвата может быть увеличен в 2.4 раза при использовании рефлекторов с пленочным покрытием из нитрида тантала ($\rho=16.3$ г/см).

Угол захвата ПРВР ограничен не только сверху, но и снизу. Нижний предел этого параметра мало зависит от параметров излучения и свойств материала рефлектора. Его величина близка к 0.001° . Наличие указанного ограничения не позволяет волноводно-резонансным структурам захватывать и транспортировать потоки рентгеновских лучей, распространяющиеся параллельно оси ПРВР. В тоже время параллельный поток может быть захвачен щелевым зазором ПРВР, при наличии некоторой разориентировки между осью волновода-резонатора и направлением распространения этого потока [5].

Важной особенностью плоского рентгеновского волновода-резонатора является малая ширина формируемого им потока. Ее величина ограничена сверху и снизу условиями сохранения однородности интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем воздушном пространстве щелевого зазора ПРВР. При транспортировке кварцевым волноводом-резонатором потоков излучений, соответствующих элементам группы Fe, этот интервал простирается от 20 до 200 нанометров. В случае работы с излучениями элементов группы молибдена, нижний предел сохраняется тем же, однако верхняя граница опускается до 80 нанометров. Для понижения нижней границы необходимо изготовить рефлекторы из материалов повышенной плотности. При использовании нитрида тантала

или бориды вольфрама нижний предел допустимого интервала понизится до 7 нанометров независимо от типа транспортируемой радиации.

Малая ширина щелевого зазора ПРВР предопределяет существенный рост радиационной плотности в его щелевом пространстве. Поскольку реальная ширина проекции фокуса источника радиации составляет $20 \div 200$ микрометров, применение ПРВР позволяет увеличить радиационную плотность в потоке квазимонохроматического излучения на $2 \div 4$ порядка.

Волноводы-резонаторы характеризуются весьма высокой транспортной эффективностью. В условиях достаточно примитивной технологии изготовления кварцевых ПРВР они при длине 100 мм характеризуются средней эффективностью около 60%. При этом была достигнута максимальная эффективность около 92%. Еще одним важным практическим свойством ПРВР является отсутствие в формируемом им потоке дифракционных сателлитов независимо от ширины его щелевого зазора. Дело в том, что в отличие от обрезающих щелей ПРВР формирует выходной пучок не только щелевым зазором, но и торцами рефлекторов. Поэтому фактический размер вторичного источника радиации оказывается макроскопической ширины. В тоже время, поскольку ПРВР формирует расходящийся наноразмерный рентгеновский пучок, его применение фактически означает перенос фокуса источника из точки положения анода рентгеновской трубки в точку, почти совпадающую с выходным срезом волновода-резонатора.

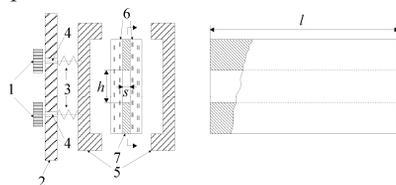


Рисунок 1. Схематическое представление плоской рентгеновонной структуры на основе узкого протяженного щелевого зазора. 1 – юстировочные барашки; 2 – установочная пластина; 3 – пружины; 4 – микровинты; 5 – щечки держателя рентгеновода; 6 – кварцевые рефлекторы; 7 – Ti полоски нано или микротолщины. s – ширина рентгеноводного канала ($s < 200$ нм – волновод-резонатор; $s > 3$ мкм – широкощелевой рентгеновод).

Технологические особенности изготовления волноводно-резонансных структур

Главными элементами конструкции планарного рентгеновского волновода-резонатора являются плоские полированные диэлектрические рефлекторы, образующие его радиационно-транспортный щелевой зазор. Процедура приготовления рабочих поверхностей рефлекторов требует соблюдения ряда технологических условий, гарантирующих получение поверхности необходимого качества. К техническим параметрам, определяющим качество получаемой поверхности, относятся, прежде всего, шероховатость и волнистость, а также специфический фактор, связанный с появлением локального поверхностного наклепа, который является следствием неравномерности нагрева и скорости полировки. Этот фактор определяется размером, наклепанных зон, степенью наклепа и характером распределения этих зон по поверхности.

Современные методы полировки способны обеспечить уровень шероховатости поверхности около 2 нанометров, причем справедливость достижения столь высокого качества полировки возможно контролировать прямым тестированием с помощью атомно-силовой микроскопии. Такая величина шероховатости вполне соизмерима с размером интервала изменения потенциала в области поверхности конденсированного материала от значения, характерного для его объема, до величины, соответствующий вакууму [10]. В тоже время метод атомно-силовой микроскопии не позволяет судить о величине поверхностной волнистости и тем более об уровне и степени искажения поверхности в результате появления локального наклепа. В какой-то мере совместное влияние этих двух параметров на качество поверхности может быть оценено на базе оптического метода нарушенного полного внутреннего отражения [11]. С его помощью могут быть отбракованы рефлекторы, отличающиеся значительным вкладом этих факторов в ухудшение качества рефлекторных поверхностей. Существенность влияния этих факторов на радиационно-транспортную эффективность волноводов-резонаторов была особенно заметна при исследованиях возможностей формирования потоков рентгеновских лучей с помощью так называемых «бесщелевых» коллиматоров [4]. Применение метода нарушенного полного внутреннего отражения с использованием миналазера с $\lambda=680$ нм для оценки ширины щелевого зазора в подобных коллиматорах показало, что для

значительного количества приготовленных потенциальных кварцевых рефлекторов фиксируемое между ними расстояние, при их плотном прижатии варьировало по длине, составлявшей 100 мм, в интервале $0 \div 60$ нанометров. При этом реально наблюдалось слипание рефлекторов при касании их друг друга поверхностями. Эти же самые рефлекторы при их тестировании в волноводно-резонансных парах с фиксированным расстоянием между поверхностями за счет нанесения пленок известной толщины на края одного из рефлекторов, продемонстрировали ту же величину вариации расстояния между поверхностями, формирующими волноводно-резонансный зазор. Таким образом, удалось отбраковывать рефлекторы, поверхности которых демонстрировали существенные искажения за счет суммы факторов волнистости и возможного локального наклепа. В дальнейших исследованиях использовались только те рефлекторы, которые при парном тестировании показывали вариацию ширины зазора в интервале $0 \div 10$ нм. Выбранная величина 10 нм близка к удвоенному значению ширины области изменения потенциала для интерфейса вакуум-кварцевое стекло.

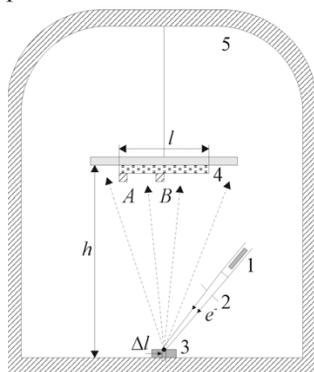


Рисунок 2. Упрощенная схема камеры для напыления Ti полосок на кварцевые рефлекторы. 1 – электронная пушка; 2 – фокусирующая система; 3 – Ti мишень; 4 – кварцевый рефлектор; 5 – вакуумный объем. $h=200$ мм, $l=100$ мм. А и В положения подложек – свидетелей при напылении.

Одним из наиболее ответственных технологических этапов приготовления волноводов-резонаторов является нанесение тонкопленочных металлических полосок на края одного из кварцевых рефлекторов, составляющих пару, которая образует волноводно-резонансный канал. В качестве напыляемых материалов используется Ti

или Cr, характеризующиеся высокой степенью адгезии к поверхности кварца. При напылении поверхность будущего волноводно-резонансного канала покрывалась алюминиевой фольгой. Основной объем работ по осаждению тонкопленочных металлических покрытий осуществлялся в вакуумной камере установки L-560 фирмы Leybord LG методом электронно-лучевого испарения. Скорость роста пленочных покрытий составляла 0.1 нм/сек. В процессе осаждения давление в камере поддерживалось на уровне $1 \cdot 10^{-4}$ Паскаля. Однако, несмотря на наличие относительно высокого вакуума в материале металлических полосок регистрировалось некоторое количество атомов кислорода (до 10 ат.%). В процессе напыления некоторые рефлекторы нагревались до 80°C, что существенно повышало плотность сцепления покрытия с поверхностью кварцевого стекла. На рисунке 2 показана упрощенная схема взаимного расположения основных узлов в камере, использованной для вакуумного нанесения покрытий. Положение рефлектора, предназначенного для нанесения покрытий, симметрично относительно точечного источника металлических атомов.

Основным требованием к качеству получаемых полосковых покрытий является однородность их толщины по всей длине рефлектора ПРВР. На основании рассмотрения геометрии схемы, приведенной на рисунке 2, в предположении угловой однородности возбуждаемого электронным пучком потока атомов металла можно ожидать, что осаждаемые полосы будут характеризоваться наличием неоднородности толщины покрытия, причем ее наибольшее значение будет ожидать в центре рефлектора. Для оптимизации выбора условий нанесения покрытий необходимо использовать методы контроля толщины этих покрытий. Для определения толщин напыляемых полосок в центре (t_2) и на краю (t_1) рефлектора (рис. 3) был задействован метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР) ионов He⁺ в условиях применения «свидетелей». В качестве таких свидетелей использовались пластины монокристаллического кремния, располагавшиеся на алюминиевой фольге, прикрывавшей в процессе напыления поверхность волноводно-резонансного канала. Таким образом, каждый рефлектор с напыленными металлическими покрытиями мог быть охарактеризован на основании пары образцов-свидетелей Ti/Si. Их экспериментальные исследования с помощью РОР спектроскопии

выполнялись на ионопучковом аналитическом комплексе Сокол-3 ИПТМ РАН [12]. Пример подобных измерений представлен на рисунке 4.

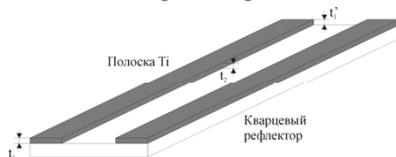


Рисунок 3. Рефлектор волновода-резонатора с полосками тонкопленочного покрытия по краям. t_1 , t_1' , t_2 – толщины покрытия на краях и в его средней зоне.

Спектры РОР He^+ ($E_0=1$ МэВ), представленные на этом рисунке, позволяют точно определить толщину полосок, нанесенных на рефлектор в их центральной части (рис. 4б) и на краях (рис. 4а). Эти толщины определяются путем аппроксимации пиков с почти плоской вершиной, которые соответствуют рассеянию ионов He^+ на атомах покрытия. (Низкоэнергетические ступеньки, наблюдаемые на спектрах РОР тестированных мишеней, соответствуют рассеянию ионов He^+ на атомах подложки). Математическая обработка представленных спектров выполнялась с использованием аппроксимационной программы RUMP [13]. Проведенная для представленных спектров аппроксимация показала, что толщина пленочных полосок в их центральной области равна $t_2=114\pm 0.5$ нм, в то время как на краях размер этого параметра оказался равным $t_1=107.5\pm 0.5$ нм. Таким образом, неоднородность толщины напыленных на данный рефлектор полосок составила 6%. Полученные результат вполне соответствует оценке, основанной на геометрических соображениях. Данные, представленные выше, соответствовали рефлектору, покрытия на который наносились при расстоянии между источником потока испаряемых атомов и его поверхностью $h=200$ мм (рис. 2). Длина рефлектора $l=100$ мм. Предполагая, что скорость напыления пропорциональна квадрату расстояния от источника, получаем, что ожидаемая разница действительно составила 6.1%.

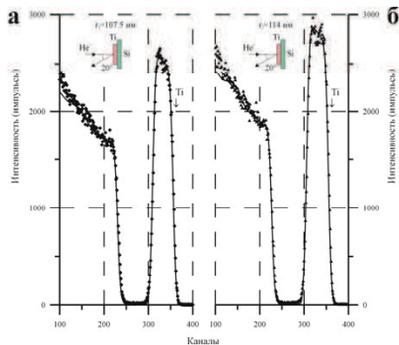


Рисунок 4. Типичные спектры резерфордского обратного рассеяния He^+ ($E_0=1$ МэВ), полученные для образцов-свидетелей Ti/Si, находившихся в положениях А и В (рис. 2), соответствующих краю и центру полосковых покрытий кварцевых рефлекторов.

Принципиально возможно снижение толщины неоднородности напыляемых пленочных покрытий путем либо увеличения дистанции между источником и подложкой, либо введением специальных экранов. Однако прежде чем пытаться модифицировать процесс осаждения покрытий необходимо попытаться ответить на вопрос – какова допустимая величина непараллельности рефлекторов, формирующих волноводно-резонансный канал? Количественные оценки, проливающие свет на этот вопрос, сделаны в следующем параграфе.

Вслед за приготовлением пары рефлекторов, формирующих волноводно-резонансный канал ПРВР, выполняется следующая технологическая стадия изготовления волноводно-резонансной ячейки. Это стадия упаковки рефлекторной пары в металлический держатель. Держатель должен обеспечивать жесткую фиксацию взаимных положений рефлекторов, а также их взаимный однородный плотный контакт с постоянным усилием порядка 5 кг. Меньшие усилия могут приводить к нарушению контакта по напыленным металлическим полоскам, в то время как повышение усилия провоцирует появление упругих напряжений в объеме кварцевого стекла рефлекторов, что существенно понижает радиационно-транспортную эффективность волноводов-резонаторов. Кроме того, конструкция держателя должна обеспечивать экранировку от всех типов рассеянного излучения в пространстве, предназначенном для проведения исследований с помощью пучков рентгеновских лучей, формируемых волноводно-резонансными структурами.

Имеется и еще одно специфическое требование к конструкции держателя. Оно связано с тем, что волноводно-резонансный щелевой зазор ПРВР имеет наноразмерную ширину и значительную длину. Дело в том, что волноводно-резонатор не является вакуумным прибором, и поэтому подвержен влиянию атмосферы. При наличии высокой влажности рабочие поверхности щелевого зазора запотевают, приводя к резкой потере эффективности ПРВР. Более того, вследствие малости ширина зазора, попавшая влага оттуда практически не выходит. Для восстановления работоспособности устройства его приходится разбирать и высушивать или протирать со специальными предосторожностями. Попадание в зазор пылинки полностью разрушает интерференционное поле стоячей рентгеновской волны. Для предотвращения влияния погоды на эффективность ПРВР торцы держателя заклеиваются тонким майларом.

Держатель ПРВР устанавливается на плоскую платформу и снабжается системой микровинтов для возможности его юстировки в рентгенооптических схемах установок, в которых он используется. Практически удобным оказалось использование четырех юстировочных винтов, расположенных по углам держателя. Для фиксации положения держателя в пространстве юстировочные винты снабжаются пружинными амортизаторами [4].

Оценка допустимой непараллельности рефлекторов формирующих волноводно-резонансный канал

На рисунке 5 показана схема образования локальных зон интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в условиях многократного полного внешнего отражения в широком щелевом зазоре, сформированном плоскими диэлектрическими рефлекторами, который характеризуется их непараллельным расположением. Для простоты предположим, что предполагаемая непараллельность рефлекторов может быть описана лишь одним углом β . Кроме того, предполагается, что ширина зазора соответствует размерной области, характерной для транспортировки потока рентгеновских лучей по механизму многократного полного внешнего отражения [4]. Поскольку одним из важнейших параметров, характеризующих явление ПВО, является критический угол полного внешнего отражения для материалов рефлекторов θ_c , в расчетной модели необходимо предположить, что $\beta \ll \theta_c$,

а также, что $\beta < \theta < \theta_c$, где θ - угол падения потока первичного излучения на поверхность одного из рефлекторов при первом отражении (рис. 5). Подобное устройство было названо в наших предыдущих работах в зависимости от ширины щелевого зазора скошенным широкощелевым рентгеноводом или скошенным волноводом-резонатором [5]. Предположим, что плоский фронт квазимонохроматической радиации с длиной волны λ_0 и степенью монохроматизации $\Delta\lambda$ падает на входное окно широкощелевого рентгеновода под углом θ ($\theta < \theta_c$) к поверхности первого рефлектора. В этом случае первая локальная зона интерференционного поля стоячей рентгеновской волны будет характеризоваться периодом этой волны, определяемым выражением [14]:

$$D_1 = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta} \approx \frac{\lambda_0}{2\theta} \quad (1)$$

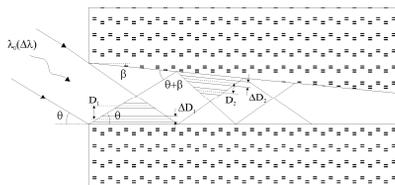


Рисунок 5. Схема, показывающая образование локальных зон интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в условиях непараллельности рефлекторов, образующих ПРВР. D_1 и D_2 – периоды стоячей волны для двух последовательно образовавшихся локальных зон интерференционного поля. ΔD_1 и ΔD_2 ожидаемые отклонения от среднего значения периодов, определяемые степенью монохроматизации излучения $\Delta\lambda$. β - угол отклонения от параллельности ($\beta < \theta$).

Период стоячей волны в зоне локального интерференционного поля не является константой, поскольку излучение имеет квазимонохроматический характер. Его вариация зависит от степени его монохроматизации, величина которой количественно может быть определена на основании формулы, полученной путем дифференцирования выражения (1):

$$\Delta D_1 = \Delta\lambda / 2\theta \quad (2)$$

Соотношения, подобные выражениям (1) и (2), могут быть записаны и для периода стоячей волны в локальном интерференционном поле, сопровождающем следующее полное отражение потока на поверхности второго рефлектора. Для периода стоячей волны D_2 имеем:

$$D_2 = \frac{\lambda_0}{2 \sin(\theta + \beta)} \approx \frac{\lambda_0}{2(\theta + \beta)} \quad (3)$$

а для вариации этого периода получаем:

$$\Delta D_2 = \frac{\Delta \lambda}{2(\theta + \beta)} \approx \frac{\Delta \lambda}{2\theta} = \Delta D_1 \quad (4)$$

Теперь при сохранении выбранной неколлинеарности рефлекторов, характеризуемой углом скоса β , будем уменьшать ширину щелевого зазора с целью достижения размерной зоны, свойственной механизму волноводно-резонансной транспортировки потока рентгеновских лучей. Однако в условиях наличия непараллельности рефлекторов факт возникновения взаимного перекрытия локальных интерференционных полей не является достаточным для смены механизма транспортировки радиации. Дело в том, что при возникновении перекрытия локальных интерференционных зон должно произойти совпадение периодов стоячих волн в этих зонах, то есть должно соблюдаться условие:

$$D_i = D_{i+1} \quad (5)$$

Это условие может быть реализовано только в том случае, если реальное несоответствие периодов, обусловленное наличием непараллельности рефлекторов, будет скомпенсировано имеющейся степенью монохроматизации излучения. Величина несоответствия периодов стоячей волны благодаря наличию скошенности определяется выражением:

$$(D_1 - D_2) = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta + \beta} \right) \approx \frac{\lambda_0 \beta}{2\theta^2} \quad (6)$$

Если величина несоответствия, рассчитанная на основании выражения (6), окажется меньше дисперсии периода, соответствующего степени монохроматизации излучения ΔD_i , взаимное перекрытие локальных интерференционных полей позволит реализоваться механизму волноводно-резонансной транспортировки потока рентгеновского излучения. Выполнение этого условия представляется выражением:

$$\frac{\Delta \lambda}{2\theta} = \frac{\lambda_0 \beta}{2\theta^2} \quad (7)$$

Преобразовав это выражение, можно получить критическое значение угла неколлинеарности β_c для транспортировки выбранного излучения согласно механизму его волноводно-резонансного распространения в щелевом зазоре ПРВР, построенном на базе выбранного типа рефлекторов:

$$\beta_c = \theta_c \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \quad (8)$$

Поскольку величина критического угла ПВО зависит как от длины волны отраженного излучения, так и от параметров материала рефлектора, конечное выражение критического угла скоса ПРВР оказывается независимым от длины волны транспортируемого излучения, а определяется лишь степенью его немонохроматичности:

$$\beta_c = \Delta\lambda \sqrt{\frac{e^2 N Z \rho}{2\pi m c^2 A}} \quad (9)$$

где e и m являются зарядом и массой электрона, c – скорость света, N – число Авогадро, Z и A – эффективный заряд и атомный вес атомов, составляющих материал рефлекторов, а ρ – плотность этого материала. Основываясь на выражении (9) можно заключить, что чем выше степень монохроматизации излучения или чем больше его длина когерентности, тем меньше значение критического угла возможной непараллельности рефлекторов в волноводе-резонаторе. Однако, чем меньше длина когерентности излучения или чем ниже степень монохроматизации излучения, тем меньшей величиной характеризуется значение верхней границы ширины ПРВР.

Оценка верхней границы возможной непараллельности для кварцевого волновода-резонатора при транспортировке излучения $\text{FeK}_{\alpha\beta}$ дает значение $\beta_c = 1.3 \cdot 10^{-7}$ рад ($\beta_c = 8 \cdot 10^{-6}$ град). На основании этого значения возможно оценить допустимую неточность толщины тонкопленочных металлических полосок, напыляемых на краях одного из рефлекторов ПРВР. Расчеты показывают, что критическая величина различия толщины полоски $t_2 - t_1$ (рис. 3) определяется соотношением:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = 50 \text{ мм} \cdot \tan \beta_c \quad (10)$$

Эта величина для кварцевого ПРВР при транспортировке $\text{FeK}_{\alpha\beta}$ оказывается близкой к 0.5 микрометрам, что в два с половиной раза превышает верхний размерный предел ширины рентгеноводного канала для волноводно-резонансной транспортировки квазимонохроматического излучения $\text{FeK}_{\alpha\beta}$. Таким образом, выполненные оценки дают основание полагать, что в предложениях выбранной модели получаемая в эксперименте величина Δt при расстоянии источник-рефлектор $h = 200$ мм не является критичной для реализации волноводно-резонансного механизма транспортировки рентгеновского излучения.

В тоже время необходимо отметить, что вариация ширины щели вдоль волноводно-резонансного канала способна влиять на интерференционное поле стоячей рентгеновской волны тем самым, модифицируя пространственное распределение интенсивности квазимонохроматической составляющей потока рентгеновских лучей, формируемого ПРВР.

Технология юстировки волновода-резонатора

Волноводно-резонансный канал стандартного ПРВР представляет собой щелевой зазор шириной порядка 100 нанометров, высотой $4\div 10$ мм и длиной 100 мм. Для того, чтобы это устройство могло использоваться в качестве формирователя потока рентгеновского излучения в дифрактометрах или рентгенофлуоресцентных спектрометрах необходимо добиться точного взаимного положения проекции фокуса источника, щелевого зазора ПРВР и анализируемого объекта. Для примера здесь приводится последовательность операций технологической процедуры точного позиционирования ПРВР в рентгенооптической схеме дифрактометра в положении формирователя первичного пучка вместо системы обрезающей щелей.

Рентгенооптическая схема исходно съюстированного гониометра предполагает, что оси проекции фокуса рентгеновской трубки, и щели формирователя и детектора совпадают по направлению с направлением центральной оси этого гониометра. Кроме того, предварительная юстировка гониометра предполагает, что все эти оси лежат в общей плоскости [15,16]. Замена одиночной формирующей обрезающей щели волноводно-резонансным формирователем потока рентгеновских лучей требует возможности позиционирования держателя ПРВР в пространстве с двумя угловыми и одной поступательной степенями свободы. Имеющиеся у держателя микроскопические винты (рис. 1) обеспечивают установку его углового положения с разрешением около 0.001° , а линейное смещение с точностью около 1 мкм. Более чем 5-летний экспериментальный опыт показал, что указанная точность позиционирования оказывается достаточной, поскольку ширины проекции фокуса источника и приемной щели детектора обычно превышают величину 20 микрометров.

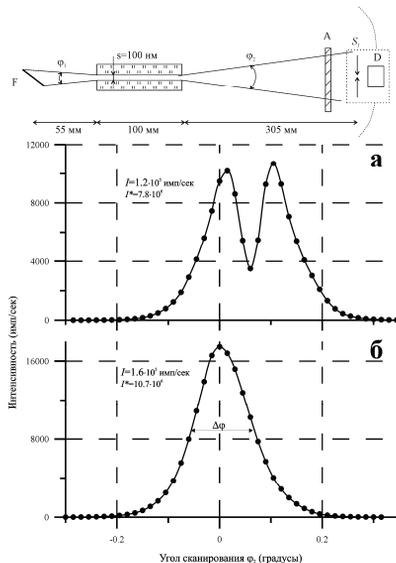


Рисунок 6. Схема, применяемая для изучения пространственного распределения интенсивности характеристической компоненты в пучках, формируемых ПРВР, и реальные распределения, полученные в условиях не точного (а) и правильного (б) позиционирования ПРВР в рентгенооптической схеме дифрактометра. Ширина детекторной щели $S_1=0.1$ мм. Режим рентгеновской трубки БСВ-27 (Fe) $U=20$ кэВ, $I=10$ мА.

На рисунке 6 представлена геометрическая схема, используемая нами для изучения пространственного распределения интенсивности характеристической компоненты в потоке рентгеновского излучения, формируемом ПРВР, и экспериментально полученные распределения интенсивности в потоке, сформированном одним и тем же волноводом-резонатором при его различных положениях в пространстве. Показанные распределения получены в условиях ослабления формируемого потока. В качестве ослабителя используется медная фольга толщиной 60 микрон, для которой фактор уменьшения интенсивности потока излучения $FeK_{\alpha\beta}$ равен 65. Распределения были получены в условиях применения стандартного рентгеноструктурного источника (трубка БСВ-27 (Fe)) в режиме $U=20$ кэВ, $I=10$ мА. Ширина проекции фокуса трубки составляла 0.1 мм. Измерения были выполнены на цифровом прецизионном дифрактометре HZG-4 в условиях угла отбора излучения $\alpha=6^\circ$ [4]. Распределение, показанное на рисунке 6б, представляет пример

не правильного положения волноводно-резонансного формирователя в рентгенооптической схеме дифрактометра. Наличие в распределении двух пиков приблизительно равной интенсивности отражает факт наличия углового несоответствия плоскости, содержащей гониометрические оси дифрактометра, и базовой плоскости ПРВР. Величина этого угла близка к 0.08° . Кроме того, распределение показывает, что для достижения правильного положения ПРВР в рентгенооптической схеме дифрактометра необходим доворот держателя по перпендикулярному угловому направлению приблизительно на угол 0.05° . Однако для достижения точной юстировки еще должно быть выполнено смещение держателя ПРВР в направлении к оси гониометра «0» на дистанцию около 12 микрометров.

На рисунке 6в показано пространственное распределение интенсивности для $FeK_{\alpha\beta}$ компоненты сформированного потока, полученное после проведения указанных выше операций. Существенно отметить, что в случае правильно съюстированного ПРВР интегральная интенсивность распределения I достигает своего максимума.

Необходимо иметь в виду, что юстировочная процедура начинается отнюдь не с получения распределения, показанного на рисунке 6б. Проведение указанных выше манипуляций представляет собой конечную стадию юстировочного процесса, когда в детекторном узле установлена приемная щель минимальной ширины ($S_f=20\div 100$ микрометров). Изначально процедура начинается с поиска интервалов вариации угловых положений ПРВР и его линейного смещения относительно проекции источника радиации в условиях отсутствия приемной щели детектора. (В этом случае ее фактическая ширина составляет 10 мм). Указанные интервалы фиксируются по наличию прохождения излучения через канал ПРВР до детектора радиации. Далее эта процедура повторяется при постепенном уменьшении ширины приемной щели. При достижении минимальной ширины этой щели производятся операции уточнения положения ПРВР в пространстве, позволяющие перейти от распределений типа, представленного на рисунке 6б, до распределения, соответствующего его правильному положению в пространстве.

Сравнительный анализ потоков рентгеновского излучения сформированных ПРВР и системами обрезаящих щелей

Обрезающие щелевые устройства являются простейшими и наиболее широко распространенными формирователями потоков рентгеновского излучения. Поэтому степень практической значимости формирователей рентгеновских пучков на базе ПРВР может быть оценена именно путем сравнения параметров потоков на его выходе с параметрами потоков, сформированных этими устройствами.

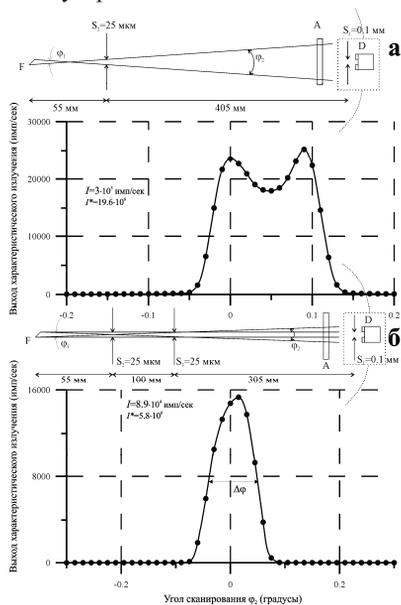


Рисунок 7. Схемы, применяемые для изучения пространственного распределения интенсивности характеристической компоненты в пучках, формируемых одиночкой обрезаящей щелью (а) и системой двух обрезаящих щелей (б), и реальные экспериментально полученные распределения в условиях применения детекторной щели $S_1=0.1$ мм и формирующих щелей $S_2=S_3=0.025$ мм. Источник БСВ-27 (Fe) $U=20$ кэВ, $I=10$ мА.

На рисунке 7 показаны геометрические схемы, использованными нами для исследования пространственного распределения интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных системами, состоящими из одной и двух обрезаящих щелей. Там же представлены экспериментально зафиксированные распределения для излучения $FeK_{\alpha\beta}$ в потоках, сформированных этими системами. При этом существенно заметить, что

расстояние между щелями двухщелевой системы точно соответствовало длине волновода-резонатора. Показанные распределения были получены при тех же режимах работы трубки, что и распределения в потоках, сформированных ПРВР. Приемная щель детектора имела ту же ширину, что и в экспериментах с ПРВР. Ширины использованных в формирователях обрезающих щелей S_2 и S_3 была размером 25 микрометров. Специальная методика юстировки обеспечивала абсолютную параллельность щелей двухщелевом формирователе. Высота всех щелевых устройств, использованных в работе, составляла 10 мм.

Пространственное распределение интенсивности в потоке, сформированном одинокой обрезающей щелью, имеет двугорбое очертание. Такое очертание характеризует особенность рентгеновских трубок, имеющих большой срок эксплуатации, вследствие испарения части материала анода из центральной области пятна электронного потока. При увеличении ширины обрезающей щели очертание двугорбости пропадает. Ширина распределения составляет 0.14° , интегральная интенсивность квазимонохроматической компоненты $I=3 \cdot 10^5$ квант/сек (с учетом ослабителя - $2 \cdot 10^7$ квант/сек). Распределение в потоке, сформированном двухщелевой системой, характеризуется шириной 0.09° и интегральной интенсивностью $I=9 \cdot 10^4$ квант/сек (с учетом ослабителя - $6 \cdot 10^6$ квант/сек). Пучок, формируемый этой системой, моделирует прямой пучок, проходящий через плоский широкощелевой рентгеновод с соответствующей шириной щелевого зазора. Полученные параметры распределений могут быть сопоставлены с соответствующими параметрами потоков, образующихся на выходе ПРВР.

Пространственное распределение интенсивности в потоке, сформированном волноводом-резонатором в съюстированном положении (рис. 6в), характеризуется полушириной $\Delta\varphi=0.12^\circ$ и интегральной интенсивностью $I=1.6 \cdot 10^5$ квант/сек (с учетом ослабителя - $1 \cdot 10^7$ квант/сек). В тоже самое время необходимо помнить, что ширина щелевого зазора ПРВР $s=100$ нанометров, хотя его конструкция несколько отличалась от простейшей [17]. Его рентгенооптическая светосила приблизительно в 5 раз превышает величину аналогичного параметра, характерную для ПРВР простейшей конструкции за счет применения скошенного ПВО концентратора и использования в канале пленочного покрытия HfO_2 .

Подобный модифицированный ПРВР уже сегодня может конкурировать со щелевыми формировавателями потока рентгеновского излучения.

Заключение

В работе кратко представлена концепция волноводно-резонансного распространения потока рентгеновской радиации и описаны особенности формирования этого потока плоским рентгеновским волноводно-резонатором. Выявлена степень влияния непараллельного расположения плоских рефлекторов, формирующих волноводно-резонансный канал. На основе полученных данных сделано заключение, что разработанная технология приготовления ПРВР является самосогласованной. Впервые детально описана процедура юстировки ПРВР в рентгенооптической схеме дифрактометра. Проведено сравнение эффективности модифицированной конструкции ПРВР со стандартными щелевыми системами.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке фонда РФФИ (проекты №06-02-17406 и 06-08-01075).

- [1] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Application of an planar X-ray waveguide for structure study of thin film coating // *Thin Solid Films*. v398-399. 2001. pp. 405-412.
- [2] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Волновод рентгеновского излучения и его применение в дифрактометрии и рентгенофлуоресцентном анализе // *Материалы 7 международной конференции «Высокие технологии в промышленности России»*. М.: МГУ. 2001. стр. 230-235.
- [3] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar waveguide-resonator: a new device for X-ray optics // *X-ray Spectrometry*. v33 (5). 2004. pp. 360-371.
- [4] V.K. Egorov, E.V. Egorov. The experimental background and the model distribution for the waveguide-resonance propagation of X-ray radiation through a planar narrow extended slit // *Spectrochimica Acta. Part B*59. 2004. pp. 1049-1069.
- [5] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Экспериментальные исследования и модель формирования рентгеновских пучков наноразмерного диапазона // *Поверхность (рент., синхр. и нейтр. исследования)*. №12. 2005. стр. 24-46.
- [6] W. Jark, S. DiFonzo, S. Logomorzino and others. Properties of a submicrometer X-ray beam at the exit of a waveguide // *J. Appl. Phys.* v80(9). 1996. pp. 4831-4836.

- [7] M.Y. Zwanenburg, J.F. Peters, J.H.H. Bongaerts and others. Coherent propagation of X-ray in a planar waveguide with turnable air gap // *Phys. Rev. Lett.* v82(8). 1999. pp. 1696-1699.
- [8] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Явление радиационной сверхтекучести рентгеновского излучения и его применение в сфере высоких технологий // *Интеграл.* №4. 2005. стр. 7-11.
- [9] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Experimental study of X-ray energy spectrum formed by planar waveguide-resonator with specific element composition reflectors // *Advances of X-ray Analysis.* v49. 2006. pp. 315-321.
- [10] M. Gasnier, L. Nevot. Analysis and crystallographic structures of chromium thin film // *Phys. Stat. Sol. A*66. 1981. pp. 525-540.
- [11] Н. Харрик. Спектроскопия внутреннего отражения. Мир: Москва. 1970. 335 стр.
- [12] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Недеструктивный анализ планарных микро и наноструктур методами ионопучковой диагностики // *Интеграл.* №6. 2005. стр. 10-13.
- [13] L.R. Doolittle. Algorithm for the rapid simulation of Rutherford backscattering spectra // *Nucl. Inst.&Meth.* B9. 1985. pp. 344-351.
- [14] M.J. Bedzyk, G.M. Bommarito, J.S. Schildraut. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Lett.* v62(12). 1989. pp. 1376-1379.
- [15] Д.М. Хейкер, Л.С. Зевин. Рентгеновская дифрактометрия. ГИФМИ: Москва. 1963. 380 стр.
- [16] B.D. Cullity. Elements of X-ray diffraction. Addison-Wesley: Reading. 1978. 555 p.
- [17] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Увеличение светосилы плоского рентгеновского волновода-резонатора // *Интеграл.* №3. 2007. стр. 7-11.

Увеличение светосилы плоского рентгеновского волновода-резонатора

Исследование явления волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения (или явления радиационной сверхтекучести) позволило выделить его характерные черты и определить необходимые и достаточные условия его реализации [1-3]. Важнейшим фактором, характеризующим это явление, является возникновение однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем воздушном пространстве плоского протяженного щелевого зазора, образованного планарными полированными диэлектрическими рефлекторами. Появление локальной зоны интерференционного поля характерно для явления полного внешнего отражения (ПВО) потока рентгеновской радиации [4]. Размер этой локальной зоны в первом приближении определяется шириной падающего потока и длиной когерентности отражаемой материальной поверхности излучения [5]. При многократном полном отражении потока рентгеновской радиации в плоском щелевом зазоре возможно достижение условия, при котором локальные интерференционные зоны претерпят взаимное перекрытие. Условие появления взаимного перекрытия определяет верхнюю размерную границу образования однородного интерференционного поля во всем пространстве плоского щелевого зазора, транспортирующего излучение. Для квазимонохроматических излучений элементов группы железа эта верхняя граница близка к 200 нм. Существует и нижняя размерная граница, допускающая формирование однородного интерференционного поля. Ее величина не зависит от параметров транспортируемого излучения, а определяется только плотностью материала рефлектора. Для кварцевого стекла она близка к 20 нанометрам, а при использовании рефлекторов, изготовленных из материала TaN ($\rho=14.4 \text{ г/см}^3$), эта величина снижается до 7 нанометров.

Важной характеристикой волноводно-резонаторного механизма транспортировки потока рентгеновских лучей является малая величина ослабления этого потока. Дело в том, что возникновение однородного интерференционного поля приводит к тому, что модовая структура потока транспортируемого квазимонохроматического излучения становится

непрерывной. Поэтому поток излучения, попадающий в щелевой зазор под любым углом, меньшим критического угла полного внешнего отражения для материала рефлектора, претерпевает сфазированные последовательные отражения и не теряет энергии на перевозбуждение рефлекторов.

Поскольку угол ПВО потока рентгеновских лучей крайне мал (около 0.1°), период стоячей волны однородного интерференционного поля оказывается на два-три порядка больше длины волны транспортируемого излучения, достигая величин $50 \div 100$ нанометров. Прямые эксперименты показали, что волноводно-резонансный механизм распространения потока рентгеновского излучения допускает возможность управления параметрами этого потока путем влияния на интерференционное поле его стоячей волны [6]. Поэтому на базе устройств, в основе работы которых лежит механизм волноводно-резонансного распространения рентгеновских лучей, возможно построение ячеек, модулирующих поток рентгеновской радиации.

Простейшим устройством, функционирующим на базе механизма волноводно-резонансного распространения рентгеновских лучей, является плоский рентгеновский волновод-резонатор (ПРВР) [2,3,7]. Это устройство в какой-то степени является аналогом оптического световода [8]. ПРВР захватывает сходящийся поток рентгеновской радиации в угловой апертуре, не превышающей удвоенного значения угла ПВО для материала рефлекторов. Например, при транспортировке потока квазимонохроматического излучения $\text{FeK}_{\alpha\beta}$ кварцевым ПРВР эта апертура равна 0.54° . Угол захвата излучения волноводом-резонатором ограничен не только сверху, но и снизу. Для разных материалов и излучений нижняя угловая граница захвата близка к 0.001° [7]. Поэтому часть падающего на входное окно ПРВР потока, распространяющаяся параллельно оси волновода-резонатора, не захватывается в его щелевой зазор.

Угловая ширина потока на выходе ПРВР простейшей конструкции эквивалентна углу захвата излучения. Пространственное распределение интенсивности квазимонохроматического излучения в этом потоке соответствует распределению гауса независимо от ее пространственного распределения в захваченном в щелевой зазор потоке. ПРВР является прекрасным конденсатором рентгеновской радиации вследствие существенного различия ширины его щелевого зазора и ширины проекции источника излучения. В щелевом зазоре и на выходе ПРВР достигается

увеличение плотности потока радиации в сравнении с плотностью потока, формируемого обрезавшими щелями, на 2÷4, порядка. Поскольку волновод-резонатор функционирует на основе механизма волноводно-резонансного распространения излучения, он характеризуется малым ослаблением транспортируемого потока. Статистические исследования кварцевых ПРВР длиной 100 мм показали, что средняя эффективность этих устройств близка к 60%. При этом наивысшая эффективность составила 92%, наихудшая – 39%.

Интегральная интенсивность потока на выходе ПРВР не зависит от ширины щелевого зазора, однако, плотность интенсивности является функцией этого параметра. Например, для излучения $\text{FeK}_{\alpha\beta}$ интервал ширины кварцевого щелевого зазора составляет 20÷200 нанометров. При варьировании ширины в этом интервале интегральная интенсивность выходного потока будет оставаться неизменной, в то время как его ширина и радиационная плотность изменятся на порядок. Существенно отметить, что вклад «белого» излучения в потоке на выходе ПРВР будет минимален для 20 нанометрового щелевого зазора.

Особенности конструкций формирователей потока рентгеновского излучения

На рисунке 1 представлены схемы простейших формирователей рентгеновских пучков нитевидной формы. Формирователь первого типа (рис. 1а), представляющий собой одиночную обрезавшую щель, в рентгеновской дифрактометрии используется наиболее часто вследствие своей относительно высокой светосилы. В тоже время для этого формирователя характерна значительная угловая расходимость формируемого потока. Формирователь второго типа (рис. 1б) позволяет создавать малорасходящиеся потоки рентгеновских лучей. Однако интегральная интенсивность этих потоков невелика, и подобные формирователи оказываются эффективными лишь в условиях применения сверхмощных источников излучения. Третий тип формирователя (рис. 1в) полезен для некоторого увеличения интенсивности потока за счет добавления к прямому пучку, проходящему через зазор, многократно отраженных потоков на поверхностях рефлекторов. Однако наибольшее фактическое применение подобные формирователи нашли в качестве поликапиллярных рентгеновских систем, на основе которых разработана

фокусирующая рентгеновская оптика [9]. Такая оптика позволяет фокусировать поток рентгеновского излучения в пятно диаметром $3\div 10$ микрометров.

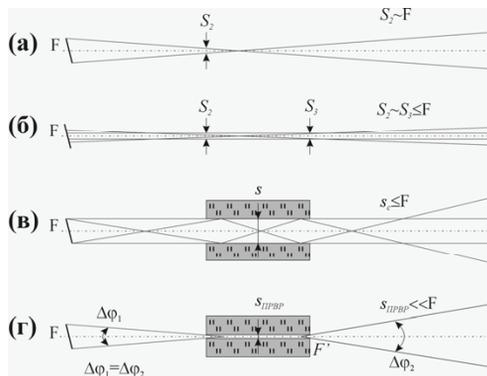


Рис. 1. Схемы формирователей потока рентгеновского излучения, построенные на базе одиночной обрезавшей щели (а), системы двух обрезавших щелей (б), планарного микрокапилляра (в), и плоского волновода-резонатора простейшей конструкции (г).

Формирователем четвертого типа (рис. 1в) является плоский рентгеновский волновод-резонатор. Как уже указывалось выше, устройства этого типа позволяют формировать пучки рентгеновского излучения наноразмерного диапазона. На выходе ПРВР этот пучок имеет нитевидную форму. Его ширина определяется шириной щелевого зазора волновода-резонатора, однако, наличие расходимости потока приводит к быстрому росту этого параметра.

Систематические исследования, проведенные ранее, позволили сравнить параметры интегральной интенсивности и радиационной плотности для квазимонохроматической компоненты потоков, получаемых на выходе ПРВР, и формируемых стандартными устройствами, сконструированными для этих целей [10]. Эти исследования показали, что интегральная интенсивность квазимонохроматической компоненты ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) потока, формируемого кварцевым ПРВР, эквивалента этому параметру в пучке, формируемой одиночной обрезавшей щелью шириной около 2 микрометров, а в пучке, формируемом двухщелевой системой, - при их ширине около 10 микрометров. Низкое значение рентгенооптической светосилы ПРВР простейшей конструкции является значительным тормозом на пути их реального практического применения.

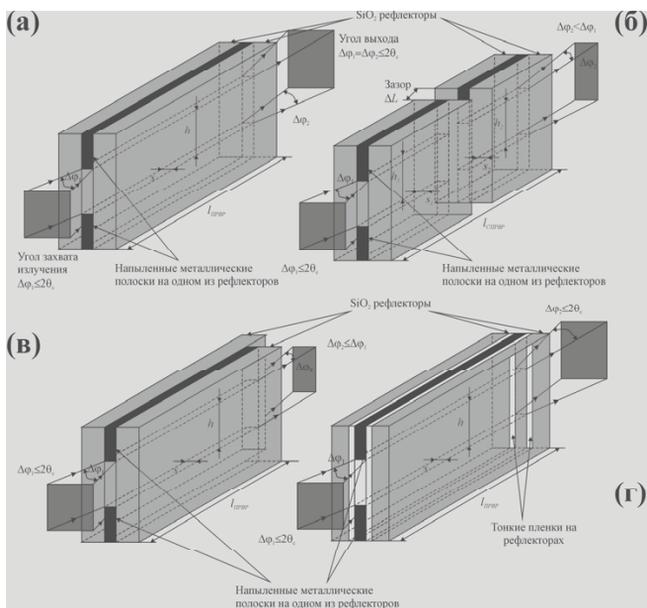


Рис. 2. Схематические конструкции простейшего ПРВР (а), составного волновода-резонатора (б), ПРВР, построенного на базе рефлекторов разной длины (в) и волновода-резонатора, характеризующегося наличием поверхностных рефлекторных покрытий специального состава (г).

В качестве первой задачи конструктивной модификации ПРВР рассматривался поиск путей уменьшения расходимости формируемого им потока [6]. На этом пути к настоящему времени удалось достигнуть некоторого прогресса. На рисунке 2 вместе со схемой конструкции простейшего волновода-резонатора с воздушным рентгеновдным каналом представлено несколько схем модифицированных конструкций, позволяющих уменьшить расходимость формируемого потока без снижения его интегральной интенсивности. Конструкция, представленная на рисунке 2б, представляет собой упоминавшийся выше составной волновод-резонатор. Такое конструктивное решение позволяет приблизительно на два порядка в сравнении с простейшим ПРВР (рис. 2а) уменьшить расходимость пучка на его выходе без изменения формы пространственного распределения интенсивности. Однако предварительные исследования показали, что уменьшение расходимости формируемого потока сопровождается уменьшением длины когерентности его монохроматической составляющей, то есть увеличением значения $\Delta\lambda$

излучения. Поэтому предельно достижимая величина расходимости потока с использованием СПРВР ограничена величиной около 0.001° .

Конструкция, представленная на рисунке 2в, представляет собой ПРВР с рефлекторами разной длины. Применение такой конструктивной схемы позволяет вдвое уменьшить расходимость формируемого потока, однако пространственное распределение интенсивности квазимонохроматической компоненты в нем будет существенно отличаться от гаусова очертания [3]. Формирователи потока подобного типа крайне эффективны для применения в рентгенофлуоресцентных исследованиях при полном внешнем отражении потока возбуждающей рентгеновской радиации [11].

На рисунке 2г представлена конструкция ПРВР, на рефлекторы которого нанесены пленочные покрытия. Для уменьшения расходимости потока, формируемого на выходе волновода-резонатора, покрытие должно характеризоваться градиентом плотности по длине рефлекторов. Такой градиент можно получить, используя, например, твердый раствор TaN-VN с изменением плотности от 14.4 г/см^3 до 6.1 г/см^3 . В этом случае угол захвата излучения будет определяться плотностью нитрида тантала, а угол расходимости формируемого пучка – плотностью нитрида ванадия. В итоге такой формирователь позволяет уменьшить расходимость потока на выходе ПРВР вдвое без уменьшения его интегральной интенсивности, искажения пространственного распределения интенсивности, а также без влияния на длину когерентности излучения. Подобный эффект можно получить, используя в качестве покрытий рентгеновские многослойные зеркала с вариацией параметра решетки по длине рефлекторов. Однако наиболее эффективный путь снижения расходимости потока, формируемого ПРВР, связан с разработкой активных покрытий, способных модифицировать интерференционное поле стоячей рентгеновской волны.

Методы увеличения рентгенооптической светосилы ПРВР

После нахождения принципиальных путей снижения расходимости потока рентгеновских лучей, формируемых волноводно-резонансными конструкциями, было целесообразным сосредоточиться на разработке методов повышения их рентгенооптической светосилы. Наиболее простым способом повышения их рентгенооптической светосилы представляется

использование плоских зеркал ПВО, устанавливаемых вблизи входного среза ПРВР. В этом случае некоторая дополнительная часть рентгеновского потока, генерируемого источником и не захватываемого ПРВР, могла бы быть переориентирована в его щелевой зазор. Простейшая конструкция такого концентратора на базе 2х плоских полированных диэлектрических пластин показана на рисунке 3а. Экспериментальная реализация такой конструкции продемонстрировала реальное увеличение интегральной интенсивности формируемого потока на 10÷50%. В тоже время опыты показали, что оказалось крайне не просто найти такие положения зеркал ПВО, которые обеспечивали бы сохранение исходной расходимости формируемого потока и неизменность пространственного распределения его квазимонохроматической компоненты.

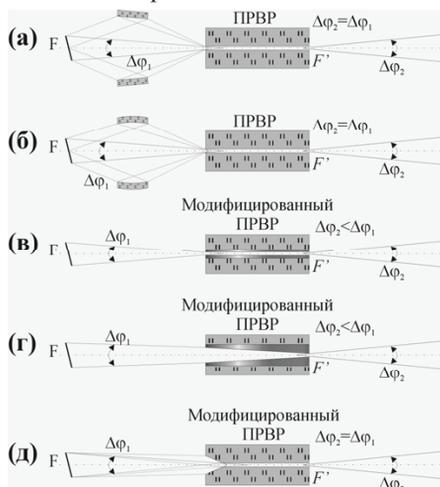


Рис. 3. Схемы допустимых конструктивных решений для построения ПВО концентраторов на входе ПРВР на базе плоских зеркальных рефлекторов (а), системы параболических зеркал (б), использования рефлекторов с пленочным покрытием, характеризующимся градиентом плотности (в), с наличием градиента плотности и толщины (г), и применения рефлекторов, имеющих малоугловые краевые скосы (д).

На основании теоретических оценок варьирования формы зеркал ПВО удалось установить, что использование отражателей с близкой к параболической формой поверхности (рис. 3б) принципиально может обеспечить увеличение светосилы ПРВР приблизительно на порядок. Однако вследствие значительных экспериментальных трудностей данная схема концентрирования излучения пока не реализована.

Схема, показанная на рисунке 3в, фактически повторяет схему, соответствующую рисунку 2г. Дело в том, что увеличение апертуры захвата излучения при сохранении неизменным угла расходимости формируемого пучка фактически ведет к увеличению его интегральной интенсивности.

Интересной, хотя и достаточно трудно реализуемой, является схема, представленная на рисунке 3г. Наличие градиента ширины зазора приводит к модификации интерференционного поля стоячей рентгеновской волны. Интегральная интенсивность потока на выходе ПРВР при этом не возрастает, однако существенно увеличивается его радиационная плотность.

С точки зрения удобства экспериментальной реализации наиболее подходящей оказалась радиационно-концентрирующая схема, показанная на рисунке 3д. Ее идея состояла в создании на краях рефлекторов, образующих входное окно ПРВР, малоугловых краевых скосов с суммарной угловой апертурой менее двух критических углов ПВО для материала рефлекторов. Так как концентраторы ориентировались на излучения $\text{FeK}_{\alpha\beta}$, а поверхность скосов покрывалась пленкой HfO_2 ($\rho=9.7 \text{ г/см}^3$), углы скосов были близки к 0.5° . Оценки показали, что подобная конструкция способна увеличить рентгенооптическую светосилу ПРВР приблизительно на порядок.

Особенности функционирования ПРВР, оснащенного рефлекторами с малоугловыми скосами

Эффективность концентратора, сформированного плоскими малоугловыми скосами на краях рефлекторов модифицированного ПРВР, оценивалась путем сравнения параметров потоков, сформированных этим устройством, и простейшим волноводом-резонатором. Методика исследования пространственного распределения интенсивности в потоке рентгеновской радиации подробно описана в предыдущих публикациях [7,10]. Эта методика была задействована для тестирования параметров потоков, сформированных простейшим и модифицированным ПРВР. Аналогичные исследования были выполнены для почти нерасходящегося потока рентгеновских лучей, образующегося на выходе системы двух взаимно съюстированных обрезающих щелей шириной 6 микронетров, расстояние между которыми соответствовало длине тестированных

волноводов-резонаторов ($l=100$ мм). Схемы измерений и экспериментально полученные пространственные распределения интенсивностей в потоках, сформированных упомянутыми выше устройствами, представлены на рисунке 4. Там же приведены данные по интегральной интенсивности этих пучков с учетом и без учета ослабителя потока (A), характеризующегося фактором ослабления потока $FeK_{\alpha\beta}$ $K=50$. Представленные данные получены в условиях одинакового режима функционирования источника. Высота всех использованных щелевых систем составляли 4 мм.

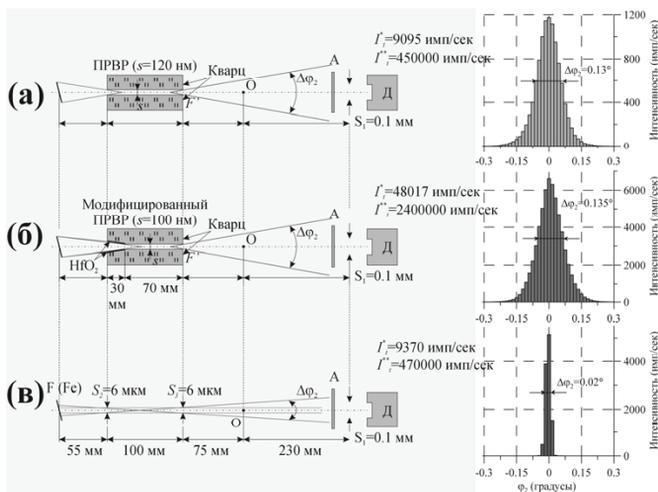


Рис. 4. Схемы измерений и пространственные распределения интенсивности квазимонохроматической компоненты ($FeK_{\alpha\beta}$) потока, формируемого простейшим ПРВР (а), волноводом-резонатором, построенном на базе рефлекторов с малоугловыми краевыми скосами (б) и системой двух обрезających щелей (в).

Представленные на рисунке 4 пространственные распределения интенсивности рентгеновского излучения, характеризующие потоки, сформированные простым и модифицированным ПРВР, близки по форме и полуширине. В тоже время интегральная интенсивность квазимонохроматических компонент потока, сформированного этими устройствами, отличается более чем в 5 раз. Поэтому представленные распределения являются прямым доказательством эффективности применения концентратора излучения, образованного плоскими малоугловыми скосами. Некоторое несоответствие между теоретической

оценкой и экспериментальными данными, по-видимому, связано с несовершенством технологии приготовления скосов.

Сопоставление обсужденных выше распределений с распределением интенсивности, характерным для, потоков сформированных системой двух обрезających щелей, показывает, что эта система формирует несравненно менее расходящиеся потоки. В тоже время сравнение интегральных интенсивностей этих потоков показывает, что по этому параметру простой кварцевый ПРВР с шириной щели 120 нанометров приблизительно эквивалентен двухщелевой системе с шириной щели 6 микрометров. Аналогичное сопоставление с распределением, характерным для модифицированного волновода-резонатора, позволяет утверждать, что этот ПРВР эквивалентен системе двух обрезających щелей с шириной приблизительно 30 микрометров.

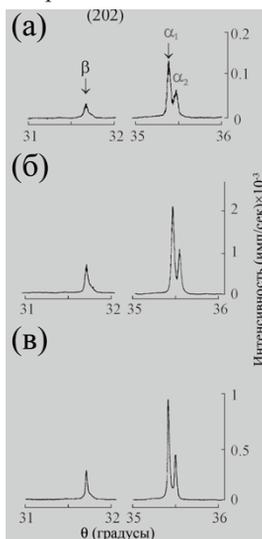


Рис. 5. Фрагменты дифрактограмм области пика (202) монокристалла SiO_2 , полученные в условиях стандартной фокусирующей геометрии при формировании исходного рентгеновского пучка простейшим ПРВР (а), волноводом-резонатором, построенном на базе рефлекторов с малоугловыми краевыми скосами (б) и системой двух обрезających щелей (в). Дифрактограммы получены в условиях применения трубки БСВ-24 (Fe), режим источника $U=20$ кВ, $I=10$ мА.

Весьма показательным является сопоставление прямого практического применения обсужденных выше 3х типов формирователей для дифрактометрических исследований. На рисунке 5 представлены

фрагменты дифрактограмм монокристалла SiO_2 [ориентация (101)] в области отражения (202), полученные в одних и тех же условиях с применением указанных выше типов формирователей потока первичного излучения. Максимальной интенсивностью отражения характеризуется случай применения модифицированного ПРВР (рис. 5б). Наилучшее угловое разрешение достигается в случае применения формирователя на базе системы двух обрезających щелей (рис. 5в). Однако следует иметь в виду, что в этом случае прекрасное угловое разрешение является результатом использования почти параллельного потока излучения. В тоже время волноводно-резонансные формирователи фактически работали в условиях дефокусирующей геометрии. Дело в том, что ПРВР любой конструкции фактически переносит положение фокуса источника излучения из позиции F в позицию F' (рис. 3). Поэтому геометрия Брегга-Брентано в условиях применения ПРВР в формирующей части дифрактометрической схемы перестает быть фокусирующей, а измерения сопровождаются ухудшением углового разрешения и дифракционной эффективности. Восстановление фокусирующих условий связано с введением в дифрактометрическую схему второго симметрично расположенного ПРВР. Однако такая схема потребует резкого увеличения точности функционирования гониометра.

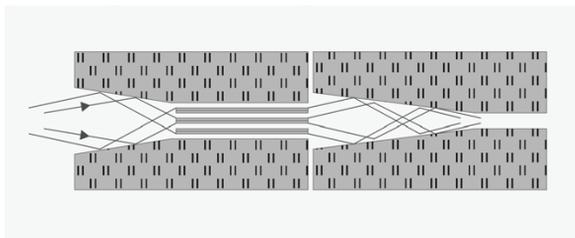


Рис. 6. Конструкция гипотетического ПРВР, предполагающая кардинальное увеличение рентгенооптической светосилы волноводно-резонансного формирователя радиационного потока.

Применение радиационного концентратора для ПРВР за счет создания малоугловых скосов на входных торцах формирующих его рефлекторах существенно повышает рентгенооптическую светосилу волноводно-резонансных устройств. Однако в настоящее время эти устройства все еще проигрывают по светосильным характеристикам однощелевым обрезającym формирователям шириной $0.5 \div 1$ мм, которые обычно используются для рутинной дифрактометрии. На рисунке 6 показана

гипотетическая схема волноводно-резонансной конструкции, которая позволит превзойти однощелевые широкозазорные формирователи по параметру рентгенооптической светосилы. Конструкция включает в себя две ступени. Первая состоит из малоуглового концентратора и многощелевого волновода-резонатора. Вторая также оснащена малоугловым концентратором, работающим на единственный волноводно-резонансный щелевой зазор. Оценки показывают, что подобная система более чем на два порядка в сравнении с простейшим ПРВР способна повысить интегральную интенсивность формируемого потока наноразмерной ширины без искажения формы пространственного распределения интенсивности и уменьшения длины когерентности транспортируемого излучения.

Литература

- [1] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Waveguide-resonance mechanism for X-ray beam propagation: physics and experimental background // *Advances in X-ray Analysis*. 2003. v46. pp. 307-315.
- [2] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Явление радиационной сверхтекучести рентгеновского излучения и его применение в сфере высоких технологий // *Интеграл*. 2005. №4. стр. 7-11.
- [3] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Особенности явления радиационной сверхтекучести в рентгеновских волноводах-резонаторах сложных конструкций // *Интеграл*. 2006. №6. стр. 11-16.
- [4] M. Bedzyk, G. Bommarito, J. Schildkrant. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Lett.* v69. 1989. pp. 1376-1379.
- [5] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Условия реализации радиационной сверхтекучести и некоторые свойства пучков, сформированных плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами // *Поверхность (рент. синх. и нейтр. исследования)*. 2007. №1. стр. 82-99.
- [6] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Composite X-ray waveguide-resonator as a background for the new generation of the material testing equipment for films on Si substrates // *Proceeding of MRS*. 2002. v716. pp. 189-195.
- [7] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar waveguide-resonator – a new device for X-ray optics // *X-ray spectrometry*. 2004. v33. pp. 360-371.
- [8] Х.Г. Унгер. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир. 1980. 658 стр.

- [9] M. Haschke, M. Haller. Examination of polycapillary lenses for their use in microXRF-spectrometers // *X-ray Spectrometry*. 2003. v32 (3). pp. 239-247.
- [10] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Экспериментальные исследования и модель формирования рентгеновских пучков наноразмерного диапазона // *Поверхность (рентг. синх. и нейтр. исследования)*. 2005. №12. стр. 24-46.
- [11] Т.В. Бильчик, Е.В. Егоров, В.К. Егоров. РФА ПВО спектроскопия с волноводно-резонансным формирователем возбуждающего пучка // *Экологические системы и приборы*. 2002. №10. стр. 13-20.

Свойства плоского рентгеновского волновода-резонатора и важнейшие направления их модификации

Создание нового устройства рентгеновской оптики – плоского рентгеновского волновода-резонатора (ПРВР) явилось результатом изучения зависимости интенсивности потока квазимонохроматического рентгеновского излучения (РИ), формируемого на выходе плоского притяженного щелевого зазора, от его ширины [1]. Квазимонохроматичность транспортируемого потока оказалось принципиальным фактором для интерпретации полученных результатов. Излучение любого источника характеристической радиации характеризуется средним значением длины волны λ_0 , и степенью его монохроматизации $\Delta\lambda$ (рис. 1). Параметр, представляющий собой отношение квадрата длины волны и фактора степени монохроматичности излучения $l_c = \lambda_0^2 / \Delta\lambda$ принято называть длиной его когерентности [2]. Физически этот параметр отражает продольный размер единичного фотона.

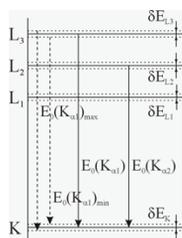


Рис. 1. Принципиальная схема атомных энергетических уровней λ_0 определяется энергетической радиацией $E_{L1}-E_K$, а степень монохроматизации $\Delta\lambda$ степенью размывания уровней $\delta E = \delta E_{L1} + \delta E_K$.

Явление полного внешнего отражения потока (ПВО) РИ на плоском полированном материальном интерфейсе, открытое Комптоном в 1921 году [3], характеризуется образованием области интерференции. Ее наличие такой области над материальным интерфейсом было зафиксировано экспериментально [4]. В силу принципов непрерывности и соответствия можно предполагать появление затухающей интерфе-

ренционной картины в объеме материального рефлектора¹² (рис. 2). При этом затухающее интерференционное поле возбуждается во всем его объеме. В то же время продольные и поперечные размеры интерференционного поля L_c и L_d оказываются ограниченными, во-первых, геометрической шириной отражаемого потока и, во-вторых, длиной когерентности падающего излучения. При этом в рамках классического подхода продольный размер области интерференции не может превышать длины когерентности излучения, поскольку такой подход предполагает возникновение интерференции лишь при взаимодействии единичного фотона с самим собой [2].

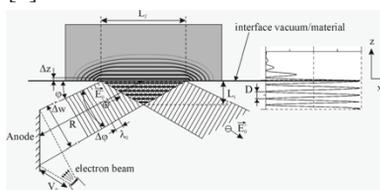


Рис. 2. Принципиальная схема ПВО потока РИ и распределение интенсивности в стоячей рентгеновской волне вблизи интерфейса.

В то же время хорошо известно явление пространственной когерентности, связанное с возникновением интерференционного взаимодействия разных фотонов одинаковой длины волны, испущенных протяженным источником. Для реализации этого явления необходимо, чтобы произведение угла расходимости потока на ширину фокального пятна этого источника оказалось меньше средней длины волны излучения [5]. Анализ, проведенный в работе [6], показал, что пространственная когерентность при ПВО потока характеристического РИ не нарушается до тех пор, пока поперечный размер интерференционной области не превысит длины когерентности этого излучения. Таким образом, оказалось возможным соотнести различные размерные области ширины плоского протяженного щелевого зазора с различающимися механизмами транспортировки этим зазором потока РИ – механизмами многократного ПВО потока и его волноводно-резонансного распространения.

При параллельном расположении двух плоских протяженных рефлекторов на некотором расстоянии друг от друга возникают условия

¹² Такую картину можно наблюдать экспериментально для явления полного внутреннего отражения потока электромагнитной радиации светового диапазона.

для реализации последовательного многократного ПВО потока рентгеновского излучения (рис. 3). В этих условиях образуется множество локальных интерференционных зон стоячей рентгеновской волны. Кроме того, в объеме каждого рефлектора возникают серии затухающих возбуждений, фазированность которых будет существенно зависеть от величины угла между осью зазора и вектором первоначального распространения потока. Размер локальных интерференционных зон определяется длиной когерентности излучения, а расстояние между ними – углом падения потока и шириной зазора. При заданной ширине зазора варьированием угла падения потока можно добиться условий сфазированности его последовательных отражений. В условиях многократного ПВО факт сфазированности отражений оказывается крайне важным, поскольку при этом каждое следующее отражение не вызывает перевозбуждения объемов рефлекторов, приводя к существенному снижению потерь интенсивности транспортируемого потока. Таким образом, механизм многократного ПВО характеризуется наличием ряда «магических» углов, характеризующихся относительно низким ослаблением проходящего потока или так называемой дискретной модовой структурой [2].

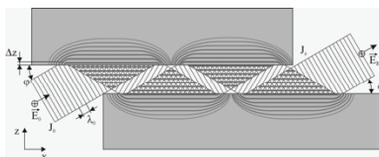


Рис. 3. Схема образования локальных зон интерференции стоячей рентгеновской волны в широкой плоской протяженной щели.

Если ширина протяженного зазора становится меньше длины когерентности излучения, механизм транспортировки потока кардинально меняется. В этом случае области локальных интерференционных зон стоячей рентгеновской волны претерпевают взаимное перекрытие, инициирующее явление самоорганизации в радиационной форме состоянии материи. Само это явление самоорганизации, спровоцировавшее изменение механизма транспортировки потока РИ, названного механизмом волноводно-резонансного распространения, должно было бы быть ожидаемым, поскольку значения длин когерентности характеристического РИ относятся к наноразмерному диапазону величин, для которого

характерна самоорганизация в материальных структурах [7]. Однако путь к осознанию сути этого явления оказался длинным и тернистым.

Самоорганизация поля интерференции в узком плоском протяженном зазоре ведет к образованию однородной интерференционной структуры стоячей рентгеновской волны во всем пространстве щелевого зазора. Однородное затухающее интерференционное поле возникает и в объемах материала рефлекторов (рис. 4). Поскольку перекрытие локальных зон интерференции реализуется независимо от величины угла падения исходного радиационного потока на входной срез узкого протяженного щелевого зазора, механизм волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения характеризуется непрерывной модовой структурой.

Из модели волноводно-резонансного механизма следует, что при не осевом падении потока квазимонохроматического РИ на его выходе должно возникнуть двухкомпонентное пространственное распределение потока, с углом раствора, равным удвоенному значению угла падения первичного потока (рис. 4). Это модельное следствие было блестяще подтверждено экспериментально.

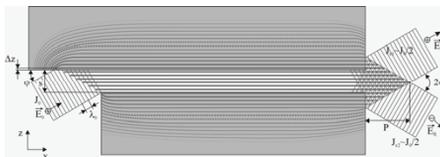


Рис. 4. Схема образования однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в узкой плоской протяженной щели.

На рисунке 5 показана схема измерений и угловое распределение интенсивности излучения $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ на выходе плоского рентгеновского волновода-резонатора (ПРВР), представлявшего собой узкую протяженную щель, образованную кварцевыми рефлекторами. Компоненты, наблюдаемые в экспериментально полученном распределении, имеют приблизительно равную интенсивность, и их расположение действительно соответствует угловой дисперсии, равной удвоенному значению угла падения исходного потока. Варьирование угла падения вплоть до критического значения ПВО приводило к соответствующему изменению угла дисперсии между указанными компонентами распределения.

Изучение характеристик ПРВР показало, что он характеризуется набором параметров:

1. ПРВР – устройство, транспортирующее только квазимонохроматическое излучение.
2. Ширина пучка нитевидной формы, формируемого ПРВР, не превышает длины когерентности РИ и обычно менее 200 нм, физический предел 7 нанометров.
3. Угол захвата радиации равен углу расходимости сформированного потока, но оба они не могут превышать удвоенный критический угол ПВО для материала, нанесенного на поверхность рефлекторов.
4. Прямой поток РИ не проходит через ПРВР, поскольку не создает интерференционное поле, но может частично транспортироваться за счет дифракции на входном срезе.
5. Пространственное распределение интенсивности в сформированном потоке имеет гауссово очертание независимо от типа распределения интенсивности РИ в источнике.
6. Сформированный поток не сопровождается дифракционными сателлитами.
7. Не осевое падение параллельного потока на входной срез приводит к появлению 2^x гауссовых компонент равной интенсивности, разделенных угловой дистанцией, равной удвоенному значению угла падения.
8. Интегральная интенсивность РИ на выходе ПРВР не зависит от ширины его щелевого зазора.
9. ПРВР характеризуется существенным увеличением радиационной плотности потока внутри щелевого зазора (на $2\div 4$ порядка) вследствие существенной разницы в ширине этого зазора и проекции фокуса источника излучения.
10. Волноводно-резонансный механизм характеризуется низким коэффициентом ослабления транспортируемого потока, что позволило дать ему еще одно наименование – механизм радиационной сверхтекучести.
11. Модовая структура потока в зазоре ПРВР непрерывна.
12. На базе ПРВР в отличие от устройств, работающих в рамках механизма многократного ПВО, изготовить так называемый рентгеновский β -фильтр не представляется возможным.

13. ПРВР может служить основой для создания ячеек для модуляции и управления рентгеновскими потоками.

Перечисленный набор свойств показывает, что ПРВР является перспективным рентгеновским устройством. Однако для него характерно наличие двух серьезных недостатков. Это относительно низкая интегральная интенсивность формируемых им потоков и их относительно высокая расходимость, которая нивелирует основное достоинство ПРВР – наноразмерность ширины потока на выходе волновода-резонатора. Важнейшие направления модификации ПРВР связаны с решением именно этих вопросов.

В качестве радикального способа снижения расходимости предложено использовать составной волновод-резонатор [8]. Для увеличения интегральной светосилы ПРВР был применен скошенный входной концентратор [9]. Предложенные методы позволяют приблизительно на 2 порядка понизить расходимость формируемого потока без падения его интегральной интенсивности, доведя его до величины около 0.001^0 , а также повысить его интегральную интенсивность приблизительно на порядок. Дальнейшее совершенствование ПРВР, по-видимому, будет связано с разработкой ячеек, способных управлять параметрами формируемого потока.

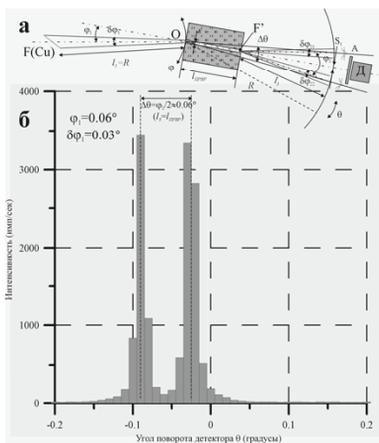


Рис. 5. Схема измерений и экспериментально полученное пространственное распределение интенсивности $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ на выходе ПРВР при косом падении первичного потока РИ.

- [1] V.K. Egorov, E.V. Egorov, X-ray Spectrometry, **v.33**, pp. 360 (2004).
- [2] М. Борн, Е. Вольф, Основы оптики, М.: Наука, 1973, стр. 719.
- [3] А.Н. Compton, Philos Mag, **v.45**, pp. 1121 (1923).
- [4] M.Bedzyk, G.Bommarito, J. Schildkraut, Phys. Rev. Lett., **v.69**, pp. 1376 (1989).
- [5] E. Wolf, L. Mandel, Rev. Mod. Phys., **v.37** (2), pp. 231 (1965).
- [6] V.K. Egorov, E.V. Egorov, X-ray Spectrometry, **v.36**, pp. 381 (2007).
- [7] Second International Conference on Nanostructures Self-Assembly Nano SEA-2008 (www.Nanosea2008.roma2.infn.it)
- [8] V.K. Egorov, E.V. Egorov, MRS Proc., **v. 716**, pp. 189 (2002).
- [9] V.K. Egorov, E.V. Egorov, Report on ICXOM-2007, September 16-21, 2007, Kyoto, Abstract book, p. 121.

Особенности планарных щелевых рентгеноводов, построенных на базе поликристаллических рефлекторов

Механизм волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновского излучения, характерный для наноразмерных щелевых структур, был выявлен в результате систематических исследований рентгенотранспортных характеристик плоских протяженных щелевых зазоров [1-4]. В процессе этих исследований было установлено, что явление волноводно-резонансного распространения потоков квазимонохроматического (характеристического) рентгеновского излучения реализуется при условии, что расстояние между плоскими материальными рефлекторами, формирующими протяженный щелевой зазор, оказывается меньше половины длины когерентности рентгеновского излучения, распространяющегося в этом зазоре. Параметр длины когерентности $L = \lambda_0^2 / \Delta\lambda$, где λ_0 – средняя длина волны излучения, а $\Delta\lambda$ – фактор степени его монохроматичности, может рассматриваться как длина цуга электромагнитного колебания, соответствующего единичному фотону, или, другими словами, как его линейный размер [5]. Именно этот параметр является ответственным за подавляющее большинство интерференционных явлений с участием фотонов различной энергии, и, в том числе, за интерференционные явления в рентгеновской оптике. Факт возникновения подобных явлений в рентгеновской оптике был экспериментально выявлен как при изучении дифракции по Бреггу и Лауэ [6], так и в исследованиях эффекта полного внешнего отражения потока рентгеновских лучей на плоском материальном интерфейсе [7]. Явление интерференции является базовым при рассмотрении механизма волноводно-резонансного распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения.

Волноводно-резонансный механизм распространения потока рентгеновского излучения

Волноводно-резонансный механизм распространения потока рентгеновского излучения характеризуется принципиальным отличием от механизма многократного полного отражения, являющегося базовым для описания особенностей транспортировки потоков рентгеновских лучей

устройствами моно и поликапиллярной рентгеновской оптики. В условиях приближения, соответствующего геометрической оптики, явление многократного полного внешнего отражения в воздушной полости плоского протяженного капилляра сопровождается образованием ряда локальных интерференционных зон вследствие интерференционного взаимодействия падающего и отраженного потоков (рис. 1а). Эти интерференционные зоны характеризуются возникновением стоячей рентгеновской волны, период которой оказывается в сотни раз больше среднего значения длины волны интерферирующего рентгеновского излучения λ_0 ввиду малости критических углов полного внешнего отражения (ПВО). Например, для излучения $\text{MoK}\alpha$ ($\lambda_0=0.071$ нм) его критический угол ПВО на поверхности кварцевой мишени θ_c составляет 0.1° . При этом значении угла падения потока $\text{MoK}\alpha$ достигается минимальная величина периода стоячей волны ($D_{\min}=\lambda_0/2\theta_c$ [3]), которая близка к 20 нанометров. Для меньших углов ПВО эта величина будет еще большей. Продольный размер каждой локальной интерференционной зоны определяется параметром длины когерентности транспортируемого плоским капилляром квазимонохроматического излучения. В результате наличия пространственной когерентности в потоке излучения, генерируемом рентгеновской трубкой, оказывается, что поперечный размер этой зоны также ограничен параметром длины когерентности, точнее половиной значения этого параметра [4]. Вследствие существования принципа непрерывности волновых полей [8] явление отражения потока излучения на плоском материальном интерфейсе сопровождается появлением интерференционного поля стоячей рентгеновской волны помимо пространства щелевого зазора и в объеме материала рефлектора. Поле в материальном объеме в отличие от щелевого пространства будет иметь затухающим характер, однако возбуждению подвергается весь объем материала рефлектора.

Появление последовательно расположенных локальных интерференционных зон в пространстве протяженного щелевого зазора (рис. 1а) формирует режим последовательного перевозбуждения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в материальных объемах обоих рефлекторов. Значение эффекта перевозбуждения представляется существенно различным для случаев сфазированного и несфазированного последовательного многократного отражения потока. Сфазированность последовательных отражений практически не приводит к

перевозбуждению интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в материальных объемах рефлекторов. По этой причине сфазированно распространяющийся поток будет характеризоваться меньшими энергетическими потерями по сравнению с потоком излучения, распространяющимся вдоль протяженного зазора в отсутствие сфазированности последовательных отражений. В результате оказывается, что плоский протяженный капилляр транспортирует потоки рентгеновского излучения, падающие на его входной срез, лишь под углами, гарантирующими сфазированность последовательных отражений, т.е. такое устройство будет характеризоваться дискретной модовой структурой.

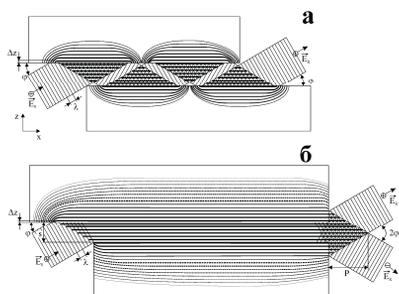


Рисунок 1. Схематическое представление транспортировки потока рентгеновского излучения воздушным протяженным щелевым зазором в соответствии с механизмом многократного полного внешнего отражения (а) и в результате реализации условий для его волноводно-резонансного распространения (б).

Механизм транспортировки потока рентгеновского излучения принципиально изменится, если локальные интерференционные зоны рентгеновской стоячей волны претерпят взаимное перекрытие, например, либо за счет увеличения длины когерентности излучения, либо в результате уменьшения ширины щелевого зазора. Взаимное перекрытие зон интерференции приведет к образованию однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем пространстве щелевого зазора плоского протяженного капилляра. При этом сама собой отпадает необходимость ориентировать входной поток рентгеновского излучения под «магическими углами», обеспечивающими сфазированность его последовательных отражений внутри капилляра. Таким образом, модовая структура потока излучения, транспортируемого в условиях взаимного перекрытия локальных интерференционных зон,

становится непрерывной. Механизм транспортировки рентгеновского потока в условиях такого взаимного перекрытия локальных интерференционных зон стоячей рентгеновской волны был назван механизмом волноводно-резонансного распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения, а плоский протяженный капилляр, транспортирующий рентгеновский поток в соответствии с этим механизмом, был назван плоским рентгеновским волноводом-резонатором (ПРВР) [3].

В результате дальнейших исследований был выявлен целый ряд особенностей механизма волноводно-резонансного распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения и свойств плоского рентгеновского волновода-резонатора [9,10]. При этом наиболее заманчивым свойством волноводно-резонансных устройств представляется возможность управления параметрами потока рентгеновских лучей, формируемого на выходе ПРВР, путем влияния на интерференционное поле стоячей рентгеновской волны, возникающей в его щелевом рентгеноводном зазоре. Идея реализации такого влияния не кажется абсурдной, так как период стоячей волны однородного интерференционного поля существенно превышает длину волны возбуждающего его излучения. Практическая реализация такого влияния, по-видимому, не является простой задачей ввиду непрерывности модовой структуры транспортируемого волноводом-резонатором потока, следствием которой является непрерывность спектра периодов стоячих рентгеновских волн. Однако сама возможность реализации такого влияния доказана экспериментально на основании факта функционирования составного плоского рентгеновского волновода-резонатора (СПРВР) [11].

СПРВР построен на базе двух последовательно расположенных и взаимно сдвинутированных волноводов-резонаторов с некоторым зазором между ними. Если величина расстояния между последовательно расположенными ПРВР не выходит за пределы некоторого размерного интервала, оказывается возможным существенно уменьшить расходимость потока рентгеновских лучей на выходе СПРВР по сравнению с углом захвата излучения на его входе без снижения интегральной интенсивности этого потока. Варьирование величины этого расстояния приводит к модификации параметров интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во втором волноводе-резонаторе в сравнении с

параметрами этого поля, реализованными в первом ПРВР. В тоже время надо признать, что при изменении межволноводного расстояния ни все параметры формируемого потока остаются неизменными. Этот поток характеризуется меньшей в сравнении с исходной длиной когерентности, т.е. в результате воздействия СПРВР уровень монохроматизации излучения снижается. Однако наблюдаемый эффект показывает, что принципиальная возможность управления параметрами рентгеновского квазимонохроматического потока на выходе ПРВР через влияния на интерференционное поле стоячей рентгеновской волны в его рентгеноводном щелевом зазоре и объемах материальных рефлекторов существует. Представляется, что одной из таких возможностей может стать модулирование стоячей рентгеновской волны высокочастотным электромагнитным полем, наведенным в материале рефлекторов, образующих волноводно-резонансный щелевой зазор. В качестве такого материала могут быть использованы, например, высокочастотные ферриты [12].

Систематические исследования, позволившие выявить наличие нового механизма распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения, который оказался характерным для наноразмерных щелевых зазоров, были выполнены с использованием рефлекторов, изготовленных из кварцевого стекла. Этот материал обладает аморфной структурой и не характеризуется ярко выраженными электромагнитными свойствами. Поэтому он вряд ли может быть использован в качестве проводника электромагнитного воздействия, способного модулировать интерференционное поле стоячей рентгеновской волны. Однако ПРВР, созданные на основе кварцевого стекла могут служить своеобразным стандартом, позволяющим оценить эффективность возможного влияния на параметры формируемого потока с помощью волноводов-резонаторов, сконструированных на базе специальных материалов.

В данной работе проведены предварительные исследования параметров потоков рентгеновского излучения $MoK\alpha$, сформированных плоскими протяженными щелевыми рентгеноводами, рефлекторы которых были изготовлены из никель-цинкового высокочастотного феррита, а ширина щелевого зазора менялись от нескольких десятков нанометров до нескольких десятков микрометров. Результаты исследований параметров потоков рентгеновского излучения, сформированных ферритовыми

рентгеноводами были сопоставлены с данными, характеризующими потоки рентгеновского излучения, сформированные кварцевыми рентгеноводами.

Структура и элементный состав феррита, использованного для изготовления рентгеноводных ферритов

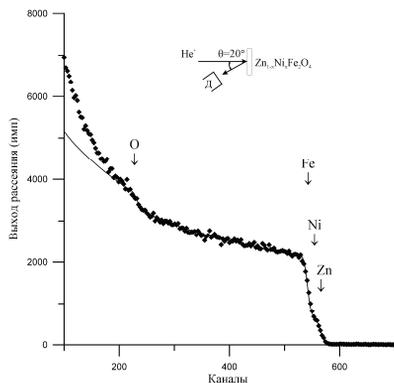


Рисунок 2. Экспериментальный и модельный спектры Резерфордовского обратного рассеяния ионов He^+ ферритовой мишени. Стрелки соответствуют энергиям рассеяния ионов He^+ атомами Fe, Ni, Zn и O на поверхности мишени. На врезке показана схема проведения измерений.

В качестве материала для изготовления ферритовых рефлекторов для волноводов-резонаторов, которые предполагается использовать для разработки активных рентгеноводных ячеек, был выбран твердый раствор $\text{Ni}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$. Определение элементного состава и структуры этого материала было выполнено рентгеновскими и ионопучковыми диагностическими методами. На рисунке 2 представлен экспериментальный спектр резерфордовского обратного рассеяния ионов He^+ ($E_0=1.47$ МэВ) на образце материала рефлектора и теоретический спектр, рассчитанный в результате интерактивного моделирования состава исследуемой мишени с помощью компьютерной программа RUMP [13]. Экспериментальный спектр получен на отечественном ионопучковом аналитическом комплексе Сокол-3 ИПТМ РАН [14]. На спектре стрелками обозначены номерами каналов регистрации выхода рассеяния, представляющие энергию рассеянных ионов гелия на атомах Zn, Ni, Fe и O, находящихся на поверхности ферритовой мишени. Форма спектра имеет вид трехступенчатого массива. Относительно хорошее совпадение

теоретического и экспериментального спектров позволяет утверждать, что выбранная элементная модель достаточно точно отражает реальный состав ферритовой мишени. Теоретический модельный спектр соответствует составу $Ni_{0.3}Zn_{0.7}Fe_2O_4$. Независимое подтверждение относительной концентрации катионов в ферритовой мишени было выполнено методом рентгенофлуоресцентного анализа при полном внешнем отражении потока возбуждающей рентгеновской радиации (РФА ПВО) [15]. Экспериментальные измерения были проведены с использованием макета РФА ПВО спектрометра, построенного в лаборатории рентгеновской кристаллооптики ИПТМ РАН [16].

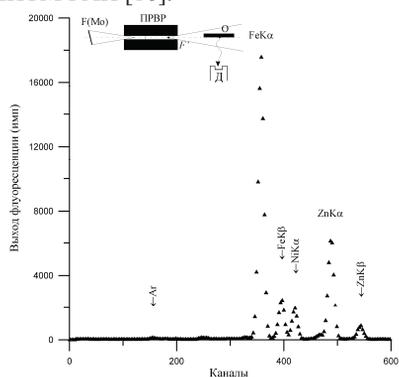


Рисунок 3. Спектр рентгеновской флуоресценции в условиях полного внешнего отражения возбуждающего потока $MoK\alpha$ на поверхности ферритовой мишени. Стрелками обозначены флуоресцентные пики, соответствующие основным структурообразующим и примесным атомам, а также атомам Ag, присутствующим в воздушной среде. Цена канала 18 эВ/канал.

На рисунке 3 представлен РФА ПВО спектр исследованной ферритовой мишени. Помимо линий, соответствующих атомам основных катионных структурообразующих элементов (Fe, Ni, Zn), в спектре присутствуют линии, принадлежащие атомам примесных элементов (K, Ca, Ba, V, Mn). Их общее содержание не превышает нескольких атомных процентов, а сравнение относительных интенсивностей линий, соответствующих атомам основных структурообразующих элементов, подтверждает справедливость определения элементного состава, проведенного методом резерфордского обратного рассеяния ионов гелия. В тоже время количество указанных примесей может оказать существенное влияние на свойства никель-цинкового феррита [17]. В спектре помимо

линий, характеризующих катионный элементный состав исследованной ферритовой мишени, присутствует линия аргона. Появление этой линии связано с тем, что поток возбуждения $\text{MoK}\alpha$, формируемый волноводно-резонансным устройством, характеризуется заметной расходимостью и возбуждает флуоресценцию не только атомов исследуемой мишени, но и атомов воздушного слоя, прилегающего к мишени.

Рентгеноструктурные исследования феррита были выполнены с использованием прецизионного гониометра HZG-4. Диффрактограмма, показанная на рисунке 4, представляет собой набор рефлексов строго соответствующих магнетитовой структуре с параметром решетки $a=0.841$ нм. Рефлексы магнетитовой структуры на представленной диффрактограмме не уширены, а взаимные соотношения интенсивностей этих рефлексов показывают отсутствие текстуры в исследованном материале. Отсутствие дополнительных рефлексов заметной интенсивности и вклада галло, которое могло бы отвечать за присутствие в материале некоторого количества аморфной фазы, позволяет надеяться на относительно высокую гомогенность его поликристаллической структуры с размерами зерен более одного микрометра. Микрофотография полированного шлифа ферритового образца, представленная на рисунке 5, показывает, что материал феррита составляют зерна неправильной формы со средним размером поперечника около 15 микрометров.

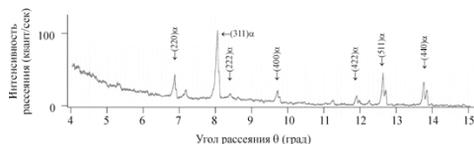


Рисунок 4. Фрагмент диффрактограмм ферритовой мишени, зарегистрированный в условиях рассеяния потока $\text{MoK}\alpha$. Стрелками указаны положения важнейших отражений, соответствующих магнетитовой структуре. Режим работы источника излучения БСВ-24 (Mo) $U=30$ кэВ, $I=25$ мА.

Плотность твердого раствора $\text{Ni}_{0.3}\text{Zn}_{0.7}\text{Fe}_2\text{O}_4$ составила 5.34 г/см³. Критический угол полного внешнего отражения излучения $\text{MoK}\alpha$ ($\lambda_0=0.071$ нм) для данного материала имеет значение $\theta_c=0.14^\circ$. Этот никель-цинковый феррит характеризуется промежуточным значением удельного электросопротивления ($\rho=6 \cdot 10^4$ ом·см), которое более чем на два порядка превышает удельное сопротивление чистого магнетита. Статическая магнетитная восприимчивость выбранного ферритового

материала составляет $\mu_0=4$, что позволяет надеяться на возможность его использования в диапазоне частот выше 100 МГц.

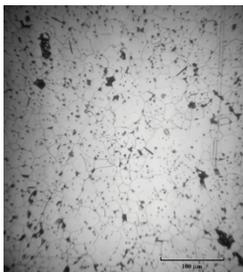


Рисунок 5. Микрофотография полированного протравленного шлифа никель-цинкового феррита ($\times 600$). Средний размер зерна близок к 15 мкм.

Экспериментальная база для изучения пространственного распределения интенсивности в потоках рентгеновских лучей

Базовым прибором в наших исследованиях пространственного распределения интенсивности в потоках рентгеновского излучения на выходе различных потокоформирующих устройств являлся прецизионный цифровой гониометр HZG-4, модифицированный удлинением радиуса детекторного круга до 500 мм. Минимальный шаг при угловом сканировании детектора составляет 0.001° . Схема инструментального обеспечения методики изучения пространственного распределения интенсивности в пучках рентгеновского излучения представлена на рисунке 6. В работе использовалась рентгеновская трубка БСВ-27 с молибденовым анодом. Размер пятна источника излучения в режиме $U=25$ кэВ, $I=10$ мА составлял 0.7×10 мм². С учетом угла отбора, близкого к 6° , ширина фокуса источника равнялась 0.07 мм. Расстояние между фокусом трубки и входным срезом ферритовых или кварцевых плоских протяженных рентгеноводов было равным 60 мм. Длина рентгеноводов составляла 100 мм. Ферритовые рентгеноводы были построены на базе рефлекторов из никель-цинкового феррита, свойства которого были описаны в предыдущем разделе. Размеры рефлекторов составляла $100 \times 33 \times 6$ мм³. Одна из сторон рефлекторов полировалась. Для построения плоских протяженных щелевых рентгеноводов с наноразмерной шириной зазора на краях одного из двух рефлекторов, составляющих этот зазор, методом электронно-лучевого распыления наносилось титановые покрытие толщиной $20 \div 450$ нм. Формирование рентгеноводов с

микроразмерной шириной зазора $4\div 100$ мкм осуществлялось с помощью пленочных вкладышей соответствующей толщины. Высота получаемых рентгеноводных зазоров составляли 10 мм. Юстировка плоских ферритовых рентгеноводов в рентгенооптической схеме гониометра осуществлялась с помощью четырех микровинтов, расположенных по углам рентгеновододержателя, также как это осуществлялось в наших предыдущих исследованиях [1-4,8,9]. Сравнительные измерения были выполнены с помощью плоских кварцевых волноводно-резонансных и рентгеноводных устройств, описанных ранее. Расстояние между задним срезом исследованных рентгеноводов и приемной щелью детектора равнялось 305 мм. Ширина и высота приемной щели детектора в продолжение всех экспериментальных измерений составляли 0.1 мм и 10 мм, соответственно. Все измерения выполнялись в шаговом режиме с углом сканирования $\Delta(2\theta)=0.02^\circ$. Это угловое значение приблизительно соответствовало угловой ширине приемной щели детектора, так что простое суммирование интенсивностей, соответствующих каждому шагу сканирования детектора, позволяло определять интегральную интенсивность тестируемого потока.

В качестве детектора излучения использовалась стандартная сцинтилляционная головка на базе ФЭУ-85. Поскольку реальные интенсивности потоков квазимонохроматического излучения, формируемых как ферритовыми, так и кварцевыми рентгеноводами, существенно превышали предельную пропускную способность используемого детектора, в рентгенооптической схеме установки использовался ослабитель потока А (медная фольга толщиной 120 мкм) с коэффициентом ослабления для $\text{MoK}\alpha\beta$ составляющей потока $K=70$.

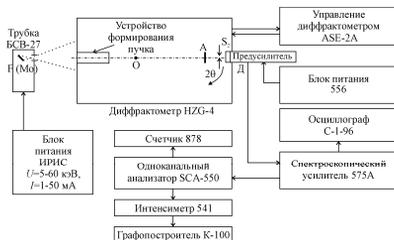


Рисунок 6. Схема установки для изучения пространственного распределения интенсивности в потоках $\text{MoK}\alpha\beta$, сформированных ферритовыми и кварцевыми плоскими протяженными щелевыми рентгеноводами.

Спектрометрическая часть установки для изучения пространственного распределения интенсивности в потоках квазимонохроматического рентгеновского излучения была построена на базе спектроскопического комплекта блоков для ядерной спектрометрии стандарта NIM фирмы Ortec [18]. Для обеспечения максимальной скорострельности регистрирующей системы было выбрано минимальное время формирования импульса $\tau=0.5$ мсек. Для обеспечения работы только с квазимонохроматической фракцией формируемого рентгеноводами потока все измерения выполнялись с использованием амплитудного дискриминатора, выделявшего для регистрации только те импульсы, которые отвечали рентгеновским квантами $\text{MoK}\alpha\beta$.

Пространственное распределение интенсивности в пучках, сформированных ферритовыми рентгеноводами

На рисунке 7 показана упрощенная рентгенооптическая схема для тестирования пространственного распределения интенсивности квазимонохроматического вклада ($\text{MoK}\alpha\beta$) в потоке, сформированном плоскими протяженными рентгеноводами наноразмерной ширины, которые были построены на базе никель-цинковых ферритовых рефлекторов, и ряд экспериментально полученных распределений. Во всем исследованном размерном интервале вариации ширины щелевого зазора ферритового рентгеновода (10÷450 нм) пространственное распределение интенсивности излучения $\text{MoK}\alpha\beta$ (которое, по сути, является угловым распределением) имеет однокомпонентное очертание с формой пика близкой к Гауссовой [19]. Для возможности выполнения сравнительного анализа на рисунке 8 показаны экспериментально зафиксированные пространственные распределения интенсивности излучения $\text{MoK}\alpha\beta$ в потоках, сформированных кварцевыми протяженными рентгеноводами наноразмерной ширины. Рентгенооптическая схема для тестирования пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения $\text{MoK}\alpha\beta$ в потоках, сформированных кварцевыми рентгеноводами в точности совпадает со схемой, использованной для изучения параметров потоков, фиксируемых на выходе рентгеноводных

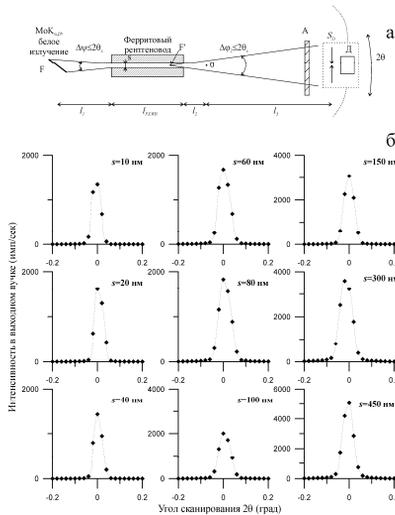


Рисунок 7. Измерительная схема для тестирования пространственного распределения интенсивности $\text{MoK}\alpha\beta$ в потоках рентгеновского излучения, формируемых плоскими протяженными рентгеноводами, образованными ферритовыми рефлекторами (а) и экспериментально полученные распределения в потоках $\text{MoK}\alpha\beta$, сформированных этими рентгеноводами с наноразмерной шириной протяженного зазора (б).

ферритовых устройств. Форма распределений в потоках, сформированных кварцевыми плоскими протяженными щелевыми зазорами наноразмерной ширины, также представляется однокомпонентной, с формой пиков, близкой к Гауссовой. Сравнение двух подборок распределений показывает, что полуширина огибающих распределений потоков, сформированных ферритовыми рентгеноводами, оказывается существенно меньше аналогичного параметра, характерного для потоков рентгеновского излучения, фиксируемых на выходе кварцевых щелевых структур. Это наглядно видно на рисунке 9, на котором представлены данные значений угловой полуширины распределений интенсивности $\text{MoK}\alpha\beta$ для потоков, сформированных обоими типами плоских протяженных рентгеноводов. Там же пунктиром показано значение угла захвата излучения рентгеноводными структурами, рассчитанное на основе геометрических параметров тестовой рентгенооптической схемы. Необходимо заметить, что на обоих подборках, представляющих экспериментальные распределения интенсивности излучения $\text{MoK}\alpha\beta$, по

оси абсцисс отложено угловое положение приемной щели детектора рентгеновской радиации 2θ , в то время как на зависимостях, показанных

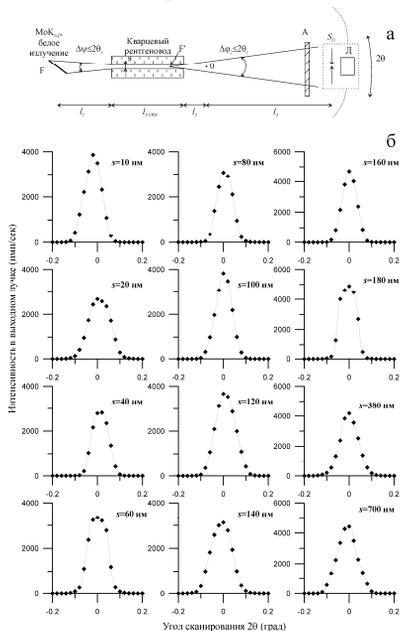


Рисунок 8. Измерительная схема для тестирования пространственного распределения интенсивности $\text{MoK}\alpha\beta$ в потоках рентгеновского излучения, формируемых кварцевыми плоскими протяженными рентгеноводами (а) и экспериментально полученные распределения в потоках, сформированных этими рентгеноводами с наноразмерной шириной плоского протяженного зазора (б).

на рисунке 9, представлены значения угловой полуширины распределений $\Delta\varphi_2$, полученные в результате пересчета величин $\Delta(2\theta)$, вычисленных на основании аппроксимации экспериментальных данных. Разброс величин параметров полуширины для потоков, сформированных обоими типами рентгеноводов, значительно превосходит статистически ожидаемые отклонения. Большой интервал наблюдаемых отклонений связан с тем, что тестируемые потоки рентгеновского излучения формировались рентгеноводами, составленными из разных пар рефлекторов, которые характеризовались неидентичными значениями шероховатости, волнистости и набора локальных неидеальностей для своих рабочих поверхностей. При этом для пар ферритовых рефлекторов наблюдается заметно меньший разброс величин этого параметра. Это, возможно,

объясняется существенно большей толщиной ферритовых рефлекторов и, как следствие, их меньшей зависимостью от внешних факторов, связанных с фиксацией положения рефлекторной пары в пространстве рентгеноводного держателя. Однако, несмотря на значительный разброс полученных значений, для обоих типов рентгеноводов может быть выделена некоторая усредненная величина угловой полуширины пространственного распределения интенсивности излучения $\text{MoK}\alpha\beta$ или, другими словами, угловой расходимости потоков, сформированных этими устройствами. Усредненное значение расходимости потока, сформированного кварцевыми рефлекторами, оказывается близким к величине угла захвата излучения в щелевой рентгеноводный зазор. В тоже время, усредненное значение расходимости для потока, формируемого ферритовой рефлекторной парой, оказывается почти в два раза меньше. Наблюдаемое очевидное несоответствие позволяет предположить, что механизмы, отвечающие за транспортировку потоков рентгеновского квазимонохроматического излучения в наноразмерных плоских протяженных щелевых зазорах, образованных кварцевыми рефлекторами с аморфной структурой, и составленных из ферритовых рефлекторов, материал которых характеризуется поликристаллической структурой, могут иметь некоторые отличия.

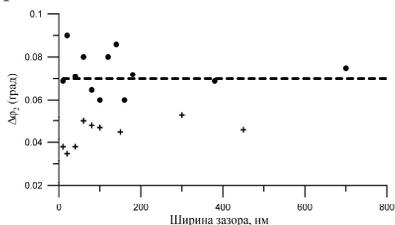


Рисунок 9. Зависимости полуширины пространственных распределений интенсивности излучения $\text{MoK}\alpha\beta$ в потоках, сформированных плоскими протяженными рентгеноводами наноразмерной ширины, которые были образованы ферритовыми (а) и кварцевыми (б) рефлекторами.

На рисунке 10 приведены зависимости интегральной интенсивности квазимонохроматической компоненты ($\text{MoK}\alpha\beta$) потоков, сформированных на выходе ферритовых и кварцевых рентгеноводов, от ширины плоского протяженного щелевого зазора. Они показывают заметное отличие между этими рентгеноводами по параметру их рентгенотранспортной эффективности и принципиальное различие по самому типу этих

зависимостей. Интенсивность потока излучения $\text{MoK}\alpha\beta$, сформированного ферритовыми рентгеноводами, возрастает по мере увеличения ширины щелевого зазора во всей исследованной наноразмерной области варьирования размера этого зазора. В тоже время, интенсивность потока излучения, сформированного кварцевым рентгеноводом с наноразмерным щелевым зазором, начинает демонстрировать реальный рост в районе значения щелевого размера около 100 нанометров.

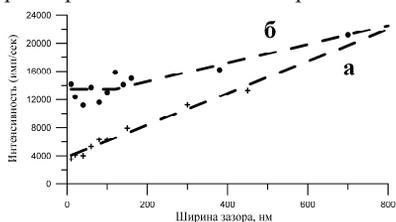


Рисунок 10. Зависимости интегральной интенсивности потоков $\text{MoK}\alpha\beta$, сформированных плоскими протяженными рентгеноводами наноразмерной ширины, которые были образованы ферритовыми (а) и кварцевыми (б) рефлекторами.

В области меньших щелевых зазоров для потоков, сформированных кварцевыми рентгеноводами, наблюдается значительный разброс величин регистрируемых интенсивностей. В тоже время характер наблюдаемого разброса этих значений дает основание полагать, что фиксируемые отклонения от некоторой средней величины связаны не с шириной зазора, а с параметрами, характеризующими качество приготовления рабочей поверхности рефлекторов, а также возможного разброса условий фиксации рефлекторной пары в пространстве рентгеновского держателя. Кроме того, кажется далеко не случайной наблюдаемая близость граничного значения ширины щелевого зазора, выше которого имеет место рост интенсивности формируемого потока, с увеличением размера щели, и величины половины длины когерентности для излучения $\text{MoK}\alpha\beta$, составляющей 104 нм [20]. Сопоставление этих данных и результатов исследований рентготранспортных характеристик плоских протяженных кварцевых рентгеноводов наноразмерной ширины для излучения $\text{CuK}\alpha\beta$ [1-4] позволяет предполагать, что кварцевые щелевые зазоры в размерной области $s < 100$ нм для излучения $\text{MoK}\alpha\beta$ являются плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами. В размерной области $s > 100$ нм в кварцевых рентгеноводах наблюдается постепенная смена механизма транспортировки от волноводно-резонансного к суперпозиции механизмов

прямого распространения и многократного последовательного полного внешнего отражения на поверхностях рефлекторов, составляющих щелевой зазор.

Как уже отмечалось, зависимость интегральной интенсивности потока излучения $\text{MoK}\alpha\beta$, сформированного ферритовыми рентгеноводами, заметно отличается от аналогичной зависимости, характерной для кварцевых рентгеноводных устройств. Во-первых, значения интенсивности потока $\text{MoK}\alpha$ для минимальных щелевых зазоров ($s=10$ нм, оценка для бесщелевых устройств, и $s=20$ нм) на выходе кварцевых рентгеноводов оказывается в три раза выше, чем значения интенсивности этого излучения для потоков на выходе ферритовых рентгеноводных устройств. Во-вторых, приведенные на рисунке 10 экспериментальные данные дают основание предполагать, что имеет место линейная зависимость интегральной интенсивности потока, формируемого ферритовым устройством, от ширины щелевого зазора во всей исследованной области размеров этого зазора. Более того, характер величин значений интегральной интенсивности, зарегистрированных вблизи критического значения ширины щелевого зазора ($s\sim 100$ нм) не дает оснований предполагать каких либо изменений в механизме транспортировки потока квазимонохроматического излучения в этом размерном интервале. Таким образом, имеется достаточно оснований, чтобы утверждать, что механизмы транспортировки потока рентгеновских лучей кварцевыми и плоскими ферритовыми протяженными щелевыми зазорами наноразмерной ширины не являются идентичными. Кажется наиболее правдоподобным предположить, что различие в рентгенотранспортных механизмах, характерных для кварцевых и ферритовых рентгеноводов, связано со структурными особенностями материалов рефлекторов, составляющих эти рентгеноводы.

Как было указано выше, для изготовления кварцевых рентгеноводов использовалось кварцевое стекло с аморфной внутренней структурой. Материалом ферритовых рефлекторов служило ферритмагнитное соединение $\text{Zn}_{0.7}\text{Ni}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ с поликристаллической структурой. Кажется вполне допустимым предположить, что явление полного внешнего отражения потока рентгеновского излучения на плоских материальных интерфейсах, имеющих аморфную и поликристаллическую внутреннюю макроструктуру не будет идентичным. Аморфная макроструктура

предполагает наличие квазиоднородности атомного распределения во всем объеме материала рефлектора, на поверхности которого поток рентгеновского излучения испытывает полное внешнее отражение. Интерференционное поле стоячей рентгеновской волны, появляющееся при отражении рентгеновского потока на поверхности такого рефлектора, распространяется на весь его объем, испытывая экспоненциальное ослабление интенсивности. Амплитуда внутриобъемных стоячих волн будет определяться лишь расстоянием от позиции локализации пятна, соответствующего местоположению падающего на поверхность рефлектора рентгеновского потока. Поликристаллическая макроструктура рефлектора, напротив, предполагает отсутствие однородности распределения атомов в его объеме за счет наличия поверхностных межзеренных границ. Их наличие приводит к потере однородности интерференционного поля и его некогерентному рассеянию. В итоге интенсивность отраженного потока оказывается существенно меньше интенсивности падающего излучения. Это уменьшение будет расти по мере приближения к критическому углу ПВО, поскольку при этом будут возбуждаться все более глубокие слои рефлектора из-за увеличения параметра глубины проникновения излучения. На основе вышеизложенных соображений может быть предложена самосогласованная модель, объясняющая рентгенотранспортные особенности ферритовых рентгеноводов, рефлекторы которых характеризуются поликристаллическом макроструктурой.

В области сверхузких щелевых зазоров ($s < 100$ нм) в щелевом пространстве между рабочими поверхностями ферритовых рефлекторов образуется однородное поле стоячей рентгеновской волны, однако интенсивность этого поля вдоль щелевого зазора спадает быстрее, чем это имеет место в случае кварцевых рефлекторов. В результате при уменьшении ширины щелевого зазора интенсивность формируемого потока стремится не к нулю, а к некоторой конечной величине. Далее, заметный рост интенсивности потока от этой величины при увеличении щелевого зазора в размерном интервале, соответствующим реализации механизма волноводно-резонансного распространения молибденового излучения ($s < 100$ нм), объясняется уменьшением влияния приповерхностных слоев материала рефлектора на интерференционное поле в щелевом зазоре. Необходимо специально заметить, что наблюда-

емый рост не может быть связан с увеличением вклада прямого пучка, поскольку для максимального значения указанного выше размерного интервала ($s=100$ нм) его выход не превышает нескольких процентов от экспериментально наблюдаемой величины. Изменение степени влияния приповерхностных слоев рефлекторов на интерференционное поле стоячей рентгеновской волны в щелевом пространстве зазора при изменении его ширины объясняет и отсутствие каких-либо особенностей на зависимости величины интенсивности от ширины зазора вблизи критического значения его размера. При переходе через критическое значение ширины щелевого зазора границы зерен будут ослаблять вместо однородного интерференционного поля локальные поля интерференционного поля стоячей рентгеновской волны (рис. 1а). То, что такое ослабление действительно имеет место, наглядно демонстрируется рисунком 11.

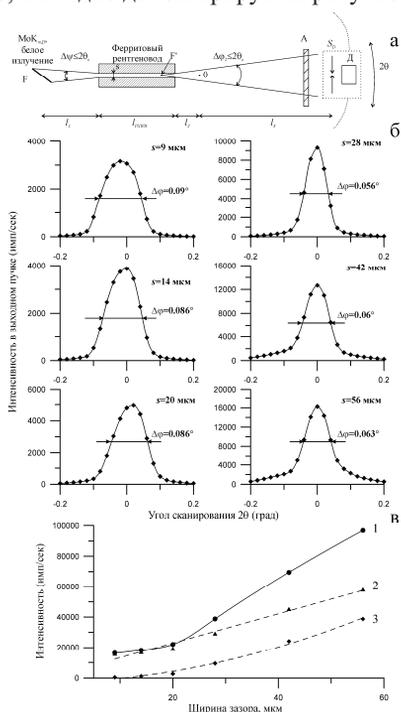


Рисунок 11. Измерительная схема для тестирования пространственного распределения интенсивности MoK $\alpha\beta$ в потоках рентгеновского излучения, формируемых ферритовыми плоскими рентгеноводами (а), экспериментально полученные распределения в потоках, сформированных этими рентгеноводами, ширина

протяженного зазора которых имеет ширину микрометрического масштаба (б) и зависимость интегральной интенсивности сформированного потока от ширины щелевого зазора (в).

На этом рисунке представлены примеры пространственного распределения интенсивности излучения $MoK\alpha\beta$ в потоках, сформированных ферритовыми рентгеноводами, в которых ширина плоского протяженного щелевого зазора менялась от 9 до 50 микрометров. Там же приведена рентгенооптическая схема тестирования пространственного распределения интенсивности, использованная для этих измерений, и полученная на основании данных проведенного тестирования зависимость интегральной интенсивности потока от ширины щелевого зазора. Показанные на рисунке распределения могут быть представлены суперпозицией относительно узкого центрального пика и широкой линии с обоими максимумами вблизи нулевого значения положения приемной щели детектора излучения. В нижней части рисунка (в) представлена зависимость полной интенсивности сформированного потока от величины размера щелевого зазора (1), а также аналогичные зависимости для узкой (2) и широкой (3) компонент зафиксированных распределений. Зависимость интенсивности узкой компоненты от ширины щелевого зазора имеет форму, близкую к линейной. Аналогичная зависимость для широкой компоненты распределения приближается к параболической. При этом интенсивность широкой компоненты имеет тенденцию стремления к нулю при уменьшении ширины щелевого зазора, в то время как аналогичная зависимость для узкой компоненты подобной тенденции не проявляет. Полуширина узкой компоненты на протяжении исследованного интервала демонстрирует некоторую нестационарность. На начальном участке измерений угловая полуширина этой компоненты оказывалась близкой к углу захвата радиационного потока $\Delta\varphi=0.07^\circ$, а на конечном участке измерений она уменьшалась до значений, свойственных углам расходимости потоков, которые формировались наноразмерными щелевыми зазорами. Оценка полуширины распределения, характерного для широкой компоненты, показывает значение $\Delta\varphi\approx 0.25^\circ$. Эта оценка близка к величине удвоенного значения критического угла полного внешнего отражения потока излучения $MoK\alpha\beta$ для материала ферритового рефлектора. Оценки величин указанных параметров, а также их сопоставление с данными, полученными для потоков молибденового излучения, сформиро-

ванных системами двух последовательно установленных обрезających щелей, позволяют заключить, что узкая компонента, наблюдаемая на распределениях, представленных на рисунке 11б, характеризует ту часть потока, сформированного широкощелевыми ферритовыми рентгеноводами, которая свободно распространяется вдоль щелевого зазора (прямой пучок). Широкая компонента, по-видимому, отвечает той части сформированного потока, которая распространяется в соответствие с механизмом многократного последовательного полного внешнего отражения. При этом важно иметь в виду, что увеличение ширины щелевого зазора автоматически уменьшает число последовательных отражений. Ускоренное увеличение интенсивности той части потока, которая связана с многократным последовательным внешним отражением, в сравнении с темпом ростом интенсивности прямого пучка в условиях увеличения ширины щелевого зазора, а так же факт наличия существенно меньшего вклада в суммарную интенсивность сформированного потока его широкоугольной компоненты, свидетельствуют о том, что пониженный коэффициент единичного полного внешнего отражения на поверхностях ферритовых рефлекторов оказывается прямым следствием наличия поликристалличности материала ферритовых рефлекторов, использованных нами для построения рентгеноводных конструкций. Границы зерен создают фактор дополнительного ослабления интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в материале рефлекторов в зонах локальных отражений потока в щелевом зазоре рентгеновода.

Таким образом, проведенные исследования выявили, что наличие поликристалличности в материале рефлекторов, образующих рентгеноводный канал, как в случае его наноразмерной ширины, так и при достижении им макроразмеров, приводит к снижению интегральной интенсивности формируемого потока в сравнении с рентгеноводами, материал рефлекторов которых имеет аморфную структуру. В тоже время выявленный в результате исследований факт низкой угловой расходимости потока, формируемого поликристаллическими ферритовыми рефлекторами, остается неясным, поскольку не может быть интерпретирован ни в рамках механизма многократного последовательного полного внешнего отражения, ни на основе механизма волноводно-резонансного распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения.

Заключение

В результате изучения пространственного распределения интенсивности в потоках излучения $\text{MoK}\alpha\beta$, сформированных плоскими протяженными рентгеноводами, построенными на базе ферритовых рефлекторов с поликристаллической внутренней структурой, установлено, что структурная поликристалличность существенно уменьшает рентгенотранспортные характеристики таких рентгеноводов как для наноразмерной области ширины их щелевых зазоров, так и при увеличении размеров этих зазоров до десятков микрометров. Проведенные исследования показали, что поликристалличность материалов, используемых для изготовления рефлекторов, формирующих рентгеноводные структуры, может заметно влиять на механизм транспортировки потока рентгеновских лучей, приводя к появлению трудно объяснимых эффектов. Полученные результаты существенно снижают оптимизм в направлении создания электромагнитных ячеек на базе рентгеноводов, построенных с использованием ферритовых поликристаллических рефлекторов, позволяющих управлять параметрами формируемого потока квазимонохроматического излучения путем влияния на интерференционное поле стоячей рентгеновской волны высокочастотным электромагнитным полем, возбуждаемым в объеме этих ферритовых рефлекторов.

Благодарности

Авторы благодарят за помощь в подготовке и проведении данных исследований С.А. Афанасьева, В.Н. Матвеева и О.В. Кононенко, а также проф. А.Г. Ревенко, проф. Р. Ван Грикена, проф. Дж. Каваия и Е. Хосокаву за интерес к работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №09-08-00952а) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН №21 (проект: «Развитие рентгеновской нанофотоники на базе концепции волноводно-резонансного распространения потоков жесткого квазимонохроматического электромагнитного излучения»).

Литература

[1] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Physics of planar X-ray waveguide // Proceeding of SPIE. v4502. 2001. pp. 148-172.

- [2] Е.В. Егоров, В.К. Егоров. Волноводно-резонансные устройства для рентгеновской нанофотоники // *Материалы 10 международной научно-технической конференции «Высокие технологии в промышленности России»*. Москва, ОАО ЦНИТИ Техномаш. 2004. стр. 106-126.
- [3] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar waveguide-resonator: a new device for X-ray optics // *X-ray Spectrometry*. v33. 2004. pp. 360-371.
- [4] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Background of X-ray nanophotonics based on the planar air waveguide-resonator // *X-ray Spectrometry*. v36. 2007. pp. 381-397.
- [5] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука. 1973. 719 стр.
- [6] B.W. Batterman. Dynamical diffraction of X-rays by perfect crystals // *Rev. Mod. Phys.* v36(3). 1964. pp. 681-717.
- [7] M. Bedzyk, G. Bommarito. J. Schildkraut. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Lett.* v69. 1989. pp. 1376-1379.
- [8] М. Бом. Квантовая теория. М.: Наука. 1965. 727 стр.
- [9] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Условие реализации радиационной сверхтекучести и некоторые свойства пучков, сформированных плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами // *Поверхность (рент., синх., нейтр. исследования)*. №1. 2007. стр. 82-99.
- [10] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Практическая реализация повышения светосилы плоских рентгеновских волноводов-резонаторов // *Поверхность (рент., синх., нейтр. исследования)*. №1. 2009. стр. 47-55.
- [11] Egorov V.K., Egorov E.V. Composite X-ray waveguide-resonator as a background for a new generation of the material testing equipment for films on Si substrate // *Proceeding of MRS*. 2002. V.716. P. 189-195.
- [12] Г.А. Смоленский, В.В. Леманов. Ферриты и их техническое применение. Л.: Наука. 1975. 219 стр.
- [13] L.R. Doolittle. Algorithm for the rapid simulation of Rutherford backscattering spectra // *Nucl.Inst.&Meth.* v9. '985. pp. 344-351.
- [14] Е.В. Егоров, В.К. Егоров. Ионопучковые методы неразрушающего количественного контроля наноструктур // *Материалы 10 международной научно-технической конференции «Высокие технологии в промышленности России»*. Москва, ОАО ЦНИТИ Техномаш. 2004. стр. 82-103.

- [15] R. Klockenkamper. Total reflection X-ray fluorescence analysis. Wiley: New York. 1997. 245 p.
- [16] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. РФА ПВО спектроскопия в условиях формирования возбуждающего пучка рентгеновским волноводом-резонатором // Поверхность (рент., синх., нейтр. исследования). №7. 2005. стр. 5-12.
- [17] Б.Е. Левин, Ю.Д. Третьяков, Л.М. Летюк. Физико-химические основы получения, свойства и применения ферритов. М.: Metallurgia. 1979. 471 стр.
- [18] Catalog EG&G Ortec "Applied Nuclear Spectrometer", Oak Ridge: Ortec Press. 1997/1998. 890 p.
- [19] И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев. Справочник по математике для инженеров и учащихся ВУЗов. М.: ГИФМЛ. 1962. 608 стр.
- [20] М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука. 1982. 376 стр.

Об особенностях распространения потоков рентгеновских лучей в наноразмерных щелевых зазорах

Развитие нанотехнологии нуждается в эффективном аналитическом инструментарии с наноразмерным пространственным разрешением. Таким инструментарием могут являться потоки рентгеновского излучения (РИ), сформированные планарными рентгеноводами, использующими явление полного внешнего отражения (ПВО) РИ [1].

Первые экспериментальные нанорентгеноводы строились на базе трехслойных материальных структур, в которых плотность сердцевины выбиралась ниже плотности материала обкладок [2-6]. С использованием синхротронных источников (СИ) ими формировались пучки шириной $10 \div 100$ нм, высотой $3 \div 5$ мм с интенсивностью $10^7 \div 10^8$ фотон/сек. Были также построены планарные воздушные рентгеноводы, образованные металлическими рефлекторами (Ст), с шириной рентгеновского канала $s=500$ нм [7-9]. В условиях использования СИ с этими устройствами удавалось формировать пучки высотой 0.1 мм с интенсивностью $J=2.4 \cdot 10^7$ фотон/сек.

Одновременно была реализована идея формирования пучков РИ с помощью «бесщелевых» коллиматоров, представляющих собой сборку из двух плоских полированных кварцевых пластин, плотно прижатых друг к другу [10-12]. Область их контакта не пропускала видимый свет, в то время как РИ легко просачивались через нее при длине рефлекторов $50 \div 100$ мм.

Помимо экспериментального изучения плоских рентгеноводов, был выполнен ряд работ по теоретическому моделированию их свойств [6,13-17]. Параметры формируемых потоков рассчитывались на базе решений волнового уравнения в форме принятой, для описания радиочастотного и оптического излучений [18]:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon(\omega) \mu(\omega) \frac{\delta^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega)}{\delta t^2} \quad (1)$$

где $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ - вектор электрического поля излучения с частотой ω , $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ - диэлектрическая и магнитная проницаемость материалов гипотетических структур. В некоторых работах это уравнение

использовалось в форме параболического выражения Леонтовича-Фока [19]. Однако имеются сомнения в допустимости использования упрощенного волнового уравнения (1) для описания потоков РИ в нанорентгеноводах, поскольку межатомное расстояние в материальных объектах, как правило, превышает длину волны излучения, и взаимодействие РИ с материалом должно описываться уравнением, учитывающим локальную неоднородность среды.

Поведение электромагнитного поля, как в однородных, так и неоднородных средах строго описывается системой уравнений Максвелла [20]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = -\frac{\delta \vec{B}(\vec{r}, \omega)}{\delta t} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, \omega) = \frac{\delta \vec{D}(\vec{r}, \omega)}{\delta t} + \vec{J}(\vec{r}, \omega) \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{D}(\vec{r}, \omega) = \rho(\vec{r}, \omega) \quad (5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{J}(\vec{r}, \omega) = -\frac{\delta \rho(\vec{r}, \omega)}{\delta t} \quad (6)$$

где $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ и $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$ - вектора электрического и магнитного поля излучения с частотой ω , $\vec{D}(\vec{r}, \omega)$ и $\vec{B}(\vec{r}, \omega)$ - вектора электрической и магнитной индукции, $\vec{J}(\vec{r}, \omega)$ - плотность тока, а $\rho(\vec{r}, \omega)$ - плотность свободного электрического заряда. Векторы поля и индукции связаны между собой стандартными соотношениями:

$$\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (7)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, \omega) = \mu(\vec{r}, \omega) \vec{H}(\vec{r}, \omega) \quad (8)$$

где $\varepsilon(\vec{r}, \omega)$ и $\mu(\vec{r}, \omega)$ - электрическая и магнитная восприимчивость среды. Поскольку рентгеноводные структуры обычно изготавливаются из диэлектрических материалов, система уравнений упрощается. В итоге волновое уравнение для вектора электрического поля в любых средах имеет следующую форму:

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\mu(\vec{r}, \omega)} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) \right) + \varepsilon(\vec{r}, \omega) \frac{\delta^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega)}{\delta t^2} = 0 \quad (9)$$

Используя известные векторные тождества, следствие выражения (4) и предполагая $\mu(\vec{r}, \omega) = 1$, выражение (9) может быть приведено к виду [20,21]:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega) - \varepsilon(\vec{r}, \omega) \frac{\delta^2 \vec{E}(\vec{r}, \omega)}{\delta t^2} + \vec{\nabla} \cdot \left(\vec{E}(\vec{r}, \omega) \bullet \frac{\vec{\nabla} \varepsilon(\vec{r}, \omega)}{\varepsilon(\vec{r}, \omega)} \right) = 0 \quad (10)$$

Сравнение выражений (1) и (10) показывает, что авторы теоретических работ необоснованно исключили из рассмотрения вклад, который отражает вариацию параметров среды на размерных интервалах, сопоставимых с длиной волны РИ. Кроме того, к недостаткам теоретического моделирования следует отнести использование постулата идеальной монохроматичности потока РИ и игнорирование возникновения интерференционной картины, являющейся следствием взаимодействия падающего и отраженного радиационных потоков, наблюдавшейся как при изучении Брегговской дифракции [22], так и в условиях ПВО рентгеновских лучей [23]. Разрозненность экспериментальных данных и недочеты теоретического моделирования мотивировали проведение систематических исследований влияния ширины плоского протяженного щелевого зазора на параметры формируемого им потока РИ.

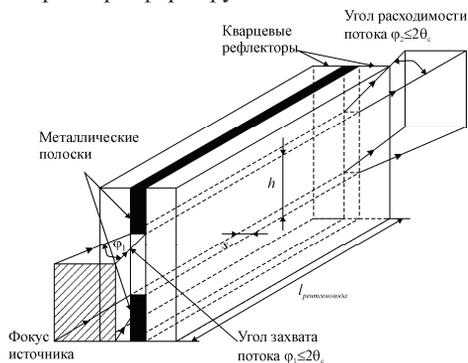


Рисунок 1. Конструкция плоского протяженного рентгеновода с воздушным щелевым зазором, позволяющая проводить систематические исследования зависимости параметров формируемого рентгеновского потока от ширины зазора.

Для исследований использовалась плоская конструкция, собранная из двух кварцевых полированных пластин, расстояние между которыми определялось толщиной металлических полосок, располагавшихся между этими пластинами (рис. 1). Для получения зазоров микронной ширины использовались медные вкладыши толщиной 6÷100 мкм. Наноразмерные

зазоры формировались напылением на края одного из рефлекторов хромовых пленок с толщиной 20÷4000 нм. Высота зазоров составляла 10 мм. Использовались рефлекторы длиной 100 мм. Параметры сформированных потоков фиксировались с помощью гониометра HZG-4. В работе использовались рентгеновские трубки БСВ-24 с различными анодами (Fe, Co, Cu, Mo, Ag). Схема измерений представлена в верхней части рисунка 2. Регистрации РИ выполнялась сцинтилляционным детектором с вертикальной щелью шириной $s=0.1$ мм. Перед обрезающей щелью устанавливался ослабитель А. Основные измерения выполнялись с использованием трубки БСВ-24 (Cu) при пониженном анодном потенциале ($U=20$ кэВ), что снижало вклад белой компоненты до 5%.

В центре рисунка 2 показаны пространственные распределения интенсивности для трех рентгеноводных структур с разной шириной щелевого зазора, характерные для трех размерных интервалов, иллюстрируемых нижней частью рисунка. Измерения показали, что интегральная интенсивность потока $\text{CuK}\alpha\beta$, сформированного наноразмерными щелями, остается неизменной вплоть до 200 нм (интервал «I»). В субмикронной области (интервал «II») с увеличением ширины зазора наблюдается рост интенсивности потока. В интервалах «I» и «II» форма угловых распределений однокомпонентна. Для зазоров $s>3$ мкм, распределение принимает многокомпонентное очертание, а рост ширины щели приводит к резкому возрастанию интегральной интенсивности. Там же показана зависимость интегральной интенсивности потока $\text{CuK}\alpha\beta$, сформированного системой двух последовательно расположенных вертикальных обрезающих щелей, с расстоянием между ними, равных длине кварцевых рентгеноводов, от величины ширины этих щелей. Двущелевая структура формирует поток РИ в рамках механизма свободного распространения. Его интенсивность, оказывается существенно меньше, в сравнении с интенсивностью потока, формируемого плоской рентгеноводной структурой во всем исследованном размерном интервале. Следовательно, можно полагать, что механизм транспортировки РИ плоскими рентгеноводами как минимум не описывается свободным распространением излучения. Известно, что для микронных щелевых зазоров свободное распространение потока дополняется вкладом многократного ПВО [24,25]. Данные, приведенные на рисунке 2 для щелевых зазоров $s>3$ мкм, показывают, что

предполагаемое наличие этого вклада соответствует повышению интенсивности, потока формируемого плоским рентгеноводом приблизительно в три раза. В то же время для щелевых зазоров с шириной менее 2 мкм это соотношение существенно увеличивается. Более того, в этой размерной области, как было отмечено выше, форма пространственного распределения интенсивности потока меняется от многокомпонентного к однокомпонентному очертанию. Это дает основание полагать, что явление ПВО в субмикронных и наноразмерных протяженных щелевых структурах проявляются в форме, отличной от многократного ПВО. Для интерпретации полученных результатов может быть предложена модель, основанная на принятии во внимание явления интерференции падающего и отраженного рентгеновских потоков.

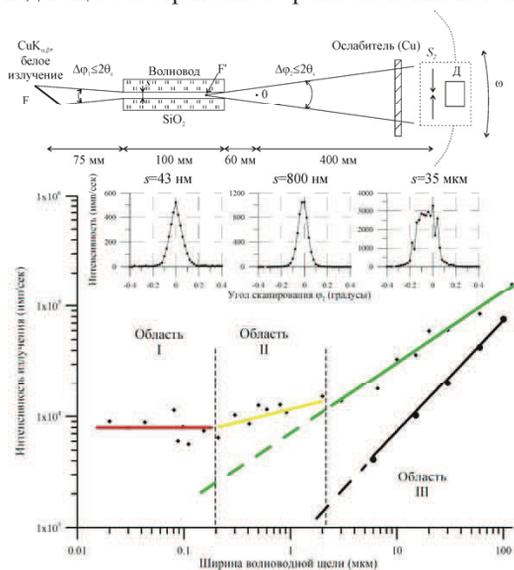


Рисунок 2. Схема тестирования параметров потока, формируемого плоским протяженным рентгеноводом, примеры пространственного распределения интенсивности $\text{CuK}\alpha$ в потоках, сформированных рентгеноводами с щелевыми зазорами 43, 800 нм и 35 мкм и экспериментально полученная зависимость интегральной интенсивности потока $\text{CuK}\alpha$ от ширины щелевого зазора. Пунктиром показана зависимость интенсивности потока $\text{CuK}\alpha$ от ширины щелей двущелевого формирователя потока с расстоянием между щелями, равным длине рентгеновода.

В условиях широкого зазора (рис. 3а), кроме свободно распространяющегося потока, так же имеет место транспортировка РИ по

механизму многократного ПВО. Каждый акт отражения сопровождается образованием локального интерференционного поля стоячей рентгеновской волны с периодом [23]:

$$D = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta} \approx \frac{\lambda_0}{2\theta} \quad (11)$$

где θ является углом падения, не превышающем критический угол ПВО. Интенсивность потока, испытавшего многократное ПВО, определяется выражением:

$$J_{\text{МПВО}} = J_0 R^n \quad (12)$$

где J_0 – исходная интенсивность, R – коэффициент ПВО, n – количество отражений в зазоре. Размер интерференционной области определяется длиной когерентности РИ $L = \lambda_0^2 / \Delta\lambda$ (точнее, половиной этой длины) [26]. При достижении расстояния между рефлекторами, равной $L/2$ локальные интерференционные поля сольются с образованием однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны (рис. 3б), то есть явление ПВО проявится в новой форме. Эту новую форму было предложено характеризовать как проявление механизма волноводно-резонансного распространения потока РИ. Предположение наличия нового механизма распространения рентгеновского потока позволяет логично интерпретировать экспериментальные результаты, представленные на рисунке 2. В области широких щелей (III) излучение транспортируется в соответствие с суперпозицией механизма свободного распространения и многократного ПВО радиационного потока. В области наноразмерных щелей (I) поток течет в зазоре в соответствие с механизмом его волноводно-резонансного распространения. В размерной области II происходит постепенная смена механизмов распространения РИ. Сопоставление значения верхней границы области I с половиной длины когерентности $\text{CuK}\alpha\beta$ показало их практическое совпадение. Совпадение наблюдалось и для других типов РИ. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ Проект №12-08-00315.

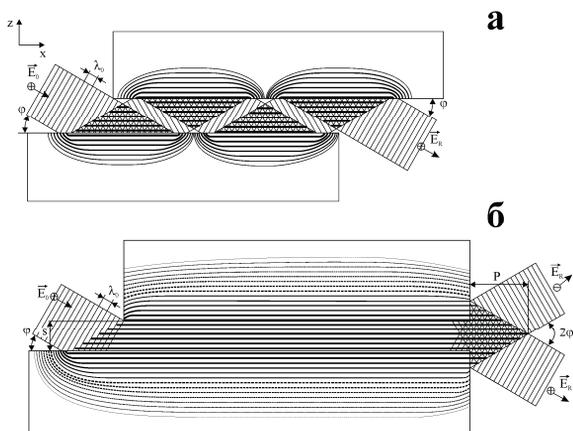


Рисунок 3. Схемы распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения в соответствии с моделью многократного ПВО в рентгеновском канале (а) и моделью волноводно-резонансного распространения этого потока (б).

Литература

- [1] A.H. Compton // *Philos. Mag.* 1923. v45. P. 1121.
- [2] E. Spiller, A. Segmuller // *Appl. Phys. Lett.* 1974. No 24(2), P. 60.
- [3] Y.P. Feng, S.K. Sinha, H.W. Deckman et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V71(4), P. 537.
- [4] W. Jark, S. Di Fonzo, S. Lagomarsino et al. // *Appl. Phys.* 1996. No 80(9), P. 4831.
- [5] W. Jark, A. Cedola, S. Di Fonzo et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V78(9), P. 1192.
- [6] T. Salditt, S.P. Kruger, C. Fuhse et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2008. No 100, P. 184801-1(4).
- [7] M.J. Zwanenburg, J.F. Peters, J.H.H. Bongaerts et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. No 82(8), P. 1696.
- [8] M.J. Zwanenburg, J.F. van de Veen, H.G. Ficke et al. // *Rev. Sci. Inst.* 2000. No 71(4), P. 1723.
- [9] J.H.H. Bongaerts, M.J. Zwanenburg, F. Zontone et al. // *Appl. Phys.* 2001. v90(1), P. 94.
- [10] Т.А. Мингазин, В.Н. Зеленов, В.Н. Лейкин // *ПТЭ.* 1981. № 1, P. 229.
- [11] В.Н. Лейкин, Т.А. Мингазин, В.Н. Зеленов // *ПТЭ.* 1981. № 3, P. 208.
- [12] В.Н. Лейкин, Т.А. Мингазин, В.Н. Зеленов // *ПТЭ.* 1984. № 6, P. 33.

- [13] В.А. Бушуев, А.П. Орешко // *Металлофиз. Новейшие технологии*. 2004. т26(2), P. 173.
- [14] C. Fuhse, T. Salditt // *Physica*. 2005. B357, P. 57.
- [15] C. Fuhse, T. Salditt // *Optic Communication*. 2006. v256, P. 140.
- [16] J. Bukreeva, A. Popov, D. Pelliccia et al. // *Phys. Rev. Let.* 2006. No 97, P. 184801-1(4).
- [17] S. Pankin, A.K. Hartman, T. Salditt // *Optic Communication*. 2008. No 281, P. 2779.
- [18] Х.Г. Унгер, *Планарные и волоконные оптические волноводы*, Мир, Москва (1980).
- [19] Yu. V. Kopylov, A.V. Popov, A.V. Vinogradov // *Optic Communication*. 1995. v118, P. 619.
- [20] P. Yeh, *Optical waves in layered media*, Wiley, New York (1988).
- [21] Д. Маркузе, *Оптические волноводы*, Мир, Москва (1974).
- [22] B.W. Batterman // *Rev. Mod. Phys.* 1964. v36(3), P. 681.
- [23] M. Bedzyk, G. Bommarito, J. Schildkraut // *Phys. Rev. Let.* 1989. No 69, 1376.
- [24] M.F. Kumakhov, F. Komarov // *Phys. Rep.* v191, 289 (1990).
- [25] L. Vincze, K. Janssens, F. Adams, A. Ridby // *X-ray Spectrometry* #24, 27 (1995).
- [26] М. Борн, Е. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).

Особенности и области практического применения плоских рентгеновских волноводов-резонаторов

Идея построения рентгеновского волновода возникла сразу же после создания гибких оптических световодов. Естественно, эта идея базировалась на явлении полного внешнего отражения (ПВО) потока рентгеновских лучей. Для ее реализации было предложено несколько конкретных конструктивных решений. В качестве простейшей конструкции рентгеновода был выбран кварцевый капилляр круглого сечения [1]. Основой альтернативного подхода к транспортировке потока рентгеновских лучей было предложено использовать плоский тонкопленочный волновод, построенный по подобию оптического световода [2]. Кроме этих вполне очевидных рентгено-оптических схем транспортировки рентгеновского потока группой проф. Т.А. Мингазина была запатентована парадоксальная конструкция рентгено-транспортной системы в форме плоского рентгеновского бесщелевого коллиматора [3]. Творческое объединение всех трех опубликованных конструктивных подходов послужило основой для создания плоского рентгеновского волновода-резонатора и открытия нового механизма распространения потока рентгеновской радиации, механизма его волноводно-резонансного течения или, другими словами, механизма радиационной сверхтекучести [4].

Явление полного внешнего отражения потока рентгеновских лучей послужило фундаментальной базой не только для создания волноводно-резонансной оптики. Оно также легло в основу разработки уникального аналитического метода диагностики следовых концентраций примесей на поверхности твердых тел и количественного анализа сверхнизких концентраций примесей в жидкостях. Этим методом является рентгенофлуоресцентный анализ при полном внешнем отражении возбуждающего рентгеновского потока от поверхности исследуемого объекта – РФА ПВО [5]. За тридцать лет своего развития РФА ПВО спектроскопия из уникальной измерительной процедуры превратилась в стандартный аналитический метод сверхчувствительной неdestructивной многоэлементной количественной диагностики поверхностей твердых тел и сухих остатков жидкостей [6]. Несмотря на то, что в мире в настоящее

время более 200 исследовательских и промышленных лабораторий оснащены РФА ПВО спектрометрами, в аналогичных Российских лабораториях аппараты этого класса полностью отсутствуют.

РФА ПВО анализ является относительно молодым и интенсивно развивающимся диагностическим методом. При этом параллельно с классическими подходами повышения его эффективности, такими как увеличение мощности и качества источника возбуждающего излучения, рост скорострельности и уменьшение энергетического разрешения регистрирующих систем, определенный вклад в развитие РФА ПВО спектроскопии удалось внести, используя нетрадиционные средства [4]. Одним из таких средств явилось включение в спектрометр в качестве ячейки формирования пучка возбуждения плоского рентгеновского волновода-резонатора (ПРВР). Его применение даже на первых стадиях исследований, в которых в качестве формирователя применялся простейший ПРВР – бесщелевой рентгеновский коллиматор, показало его крайне высокую эффективность [7]. Однако глубокий анализ эксплуатационных возможностей макета РФА ПВО спектрометра, оснащенного бесщелевым рентгеновским коллиматором, выявил ряд очевидных аналитических проблем [8-10]. Важнейшей процедурной проблемой использования такого коллиматора явилось наличие прямого контакта между диагностируемой поверхностью и поверхностью одного из рефлекторов, образующих бесщелевой коллиматор. Такой контакт может являться причиной неконтролируемого загрязнения поверхности. Источником дополнительных трудностей является значительный вклад в поток возбуждения анализируемой мишени немонохроматической (белой) компоненты излучения. Наличие этой компоненты приводит к появлению в спектре выхода при диагностике монокристаллических поверхностей помимо линий рентгеновской флуоресценции целого набора структурных отражений, по интенсивности иногда перекрывающих флуоресцентный выход [8]. Правда, появление таких пиков не исключено и при использовании высокохроматизированного потока возбуждения [11]. При изучении поликристаллических и аморфных мишеней наличие в рентгеновском спектре потока возбуждения немонохроматической компоненты приводит как к увеличению флуоресцентного выхода, так и к росту фоновой составляющей.

Дополнительным неприятным фактором использования бесщелевого рентгеновского коллиматора явилась значительная нестационарность интенсивности формируемого им потока возбуждения. Изучение степени вариации интенсивности этого потока в течение значительного временного интервала (6÷8 часов) показало, что эти изменения в 3÷5 раз превышали статистически допустимые отклонения. Поэтому РФА ПВО спектрометр, оснащенный бесщелевым формирователем возбуждающего рентгеновского пучка, может рассматриваться только как модельный прототип рентгенофлуоресцентного спектрометра данного типа. В то же время наличие реальных проблем в сфере применения бесщелевых рентгеновских коллиматоров для РФА ПВО спектроскопии явилось существенным стимулом для поисков путей их преодоления. При этом дополнительным фактором интенсификации исследований данного направления являлась неясность причин существенного повышения радиационной плотности в потоке рентгеновских лучей, формируемом бесщелевым коллиматором, и высокой радиационно-транспортной эффективности этого простейшего рентгенооптического устройства. Для выявления природы парадоксальных свойств бесщелевого коллиматора были проведены систематические исследования особенностей захвата и транспортировки потока рентгеновской характеристической радиации узкой плоской протяженной щелью при изменении ее ширины [12-18]. На основе полученных результатов удалось понять, что радиационно-транспортные свойства узких и широких плоских щелевых зазоров существенно отличаются механизмом распространения рентгеновского излучения. В отличие от широко-щелевых зазоров, для которых характерно прямое распространение потока излучения совместно с его многократным полным внешним отражением на поверхностях рефлекторов, в узко-щелевых зазорах наблюдается волноводно-резонансное течение потока или, другими словами, его радиационное сверхтечение. В следующем разделе дано краткое уточненное изложение этой концепции.

Концепция волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения.

На рисунке 1а представлена идеализированная схема полного внешнего отражения плоской волны рентгеновского монохроматического

излучения на плоской материальной поверхности [19]. Схема показывает появление стоячей рентгеновской волны, являющейся результатом взаимодействия падающего и отраженного потоков. Поскольку данная схема идеализирована, падающий поток представляется неограниченной плоской волной, а монохроматичность излучения считается абсолютной. В этих условиях размеры области интерференции оказываются неограниченными. В то же время при проведении реальных экспериментов мы имеем дело с пучками ограниченной ширины [20] и квазимонохроматическим излучением, которое кроме средней длины волны λ_0 характеризуется еще и степенью монохроматичности $\Delta\lambda$, определяемой особенностями источника излучения. Так, например, квазимонохроматическое излучение, генерируемое рентгеновскими трубками, характеризуется степенью монохроматичности, определяемой шириной энергетических уровней, между которыми происходит электронный переход в атоме, в результате которого возникает квант рентгеновской радиации. Поэтому в реальном эксперименте размеры области интерференции будут зависеть как от величины сечения падающего потока, так и от степени монохроматичности излучения.

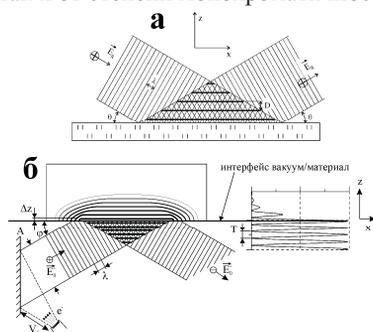


Рисунок 1. (а) Упрощенная схема образования стоячей рентгеновской волны в области интерференции падающего и отраженного потоков рентгеновской радиации на материальном интерфейсе. (б) Схема образования области интерференции квазимонохроматического излучения, излучаемого протяженным источником.

Степень монохроматичности напрямую отражает длину цуга электромагнитных волн, соответствующих данному излучению, или продольный размер фотона. Обычно под этим размером понимают параметр длины когерентности $\ell = \lambda_0^2 / \Delta\lambda$ [21]. Для возникновения интерференции между падающим и отраженным потоками необходимо,

чтобы разность хода между ними, по крайней мере, не превышала этого параметра. В результате интерференции возникает стоячая волна, период которой определяется выражением [19]:

$$D = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta} \approx \frac{\lambda_0}{2\theta} (\theta \leq \theta_{\text{crit}}) \quad (1)$$

где θ – угол падения потока излучения, θ_{crit} – критический угол полного внешнего отражения для материала рефлектора. При этом параметр длины когерентности будет определять продольный размер области интерференции. Для характеристических излучений атомов группы Fe этот параметр близок к 400 нм. Поскольку угол падения излучения весьма мал ($\theta_{\text{crit}} \approx 0.1^\circ \div 0.4^\circ$), расчетная величина поперечного сечения области интерференции не превышает 2 нм, что существенно меньше ожидаемого периода стоячей рентгеновской волны. Таким образом, получается, что если принимать во внимание только фундаментальный параметр излучения – его длину когерентности, то ожидать появления области интерференции падающего и отраженного потоков в условиях явления полного внешнего отражения не приходится. Однако, проведенные в работе [19] экспериментальные измерения, повторенные в ряде последующих исследований [22,23], показали, что возникновение стоячей рентгеновской волны при полном внешнем отражении является неоспоримым фактом, а ширина этой области сравнима с длиной когерентности отражаемого излучения. Таким образом, прямые экспериментальные исследования дают основания предполагать, что для корректного рассмотрения данного явления необходимо помимо фундаментальных свойств излучения принимать в расчет и геометрические условия экспериментальных измерений. В наших ранних работах этот факт в целях упрощения рассмотрения игнорировался. Модель, учитывающая геометрические размеры падающего пучка, требует привлечения понятия пространственной когерентности излучения [24-27].

Пространственная когерентность проявляется в интерференции как каждого фотона с самим собой, так и во взаимной интерференции разных квазимонохроматических фотонов, испускаемых одними и теми же элементами протяженного источника излучения [24]. Для возникновения интерференции излучения протяженного квазимонохроматического источника в пространстве необходимо, чтобы произведение угла

расходимости потока $\Delta\varphi$ на ширину фокального пятна этого источника Δw оказывалось меньше средней длины волны λ_0 [26]:

$$\Delta\varphi\Delta w < \lambda_0 \quad (2)$$

В приложении к системе, состоящей из плоского рентгеновского волновода-резонатора и лабораторного источника излучения, указанное условие означает, что пространственная когерентность потока характеристической рентгеновской радиации реализуется в щелевом пространстве ПРВР, когда среднее значение длины волны будет больше произведения ширины его щели s на отношение ширины проекции фокального пятна рентгеновской трубки к расстоянию между этим пятном и входным срезом волновода-резонатора R :

$$\lambda_0 > s \frac{\Delta w}{R} \quad (3)$$

Каждый излучающий элемент протяженного источника, по сути, является точечным и его излучение не характеризуется наличием какого-либо азимутального выделенного направления в потоке. Поэтому в оптике обычно выделяют некоторую поверхность облучаемого объекта, называемую площадью когерентности [26]. Применительно к щелевому зазору ПРВР под площадью когерентности следует понимать квадратное сечение со стороной, соответствующей ширине зазора s . Выражение для площади когерентности будет иметь вид:

$$\sigma_{\text{ког}} = \lambda_0^2 \frac{R^2}{\Delta w^2} \quad (4)$$

При этом продольный размер области когерентности по-прежнему будет определяться длиной когерентности излучения l . Произведение площади когерентности на длину когерентности квазимонохроматического излучения обычно называют объемом когерентности $V_{\text{ког}}$ [24]:

$$V_{\text{ког}} = \left(\frac{R}{\Delta w}\right)^2 \left(\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}\right) \lambda_0^3 \quad (5)$$

Таким образом, в рамках концепции пространственной когерентности идея волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения может быть представлена как возникновение перекрытия между локальными объемами когерентности, характерными для каждого последовательного отражения этого потока в щелевом пространстве между рефлекторами ПРВР. Эта идея демонстрирует еще большую продуктивность при сопоставлении объема когерентности, определяемого выражением (5), с размером элементарной ячейки фазового пространства

фотона. Этот объем в соответствие с квантовомеханическим рассмотрением определяется выражением [27]:

$$\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \Delta q_x \Delta q_y \Delta q_z = h^3 \quad (6)$$

где ΔP_i и Δq_i представляют неопределенность значений компонент импульса и координаты рентгеновского фотона в пучке, а h – постоянная Планка. Из геометрических соображений поперечные значения неопределенности импульса фотона могут быть представлены выражением:

$$\Delta P_x = \Delta P_y = \left(\frac{h}{\lambda_0} \right) \left(\frac{\Delta w}{R} \right) \quad (7)$$

Неопределенность величины импульса фотона в продольном направлении ΔP_z связана со степенью его энергетической неопределенности:

$$\Delta E = \Delta P_z c = h \Delta \nu_0 = \frac{h}{\lambda_0^2} \Delta \lambda_0 \quad (8)$$

Подставляя полученные выражения в формулу (6), получаем:

$$\Delta q_x \Delta q_y \Delta q_z = \left(\frac{R}{\Delta w} \right)^2 \left(\frac{\lambda_0}{\Delta \lambda_0} \right) \lambda_0^3 \quad (9)$$

Таким образом, оказывается, что размер элементарной ячейки фазового пространства фотона соответствует объему когерентности излучения. Полученное соответствие позволяет трактовать модель волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения в узком протяженном щелевом зазоре как достижения условий без зазорного заполнения всего пространства щели ПРВР элементарными ячейками фотонного фазового пространства. При этом крайне существенно заметить, что пространственная неопределенность не характеризуется, в отличие от импульсной неопределенности, каким-либо выделенным направлением. Именно эта индеферентность позволила в работах [19,21,22] экспериментально регистрировать наличие интерференционного поля стоячей рентгеновской волны и дала основание для появления модели волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения в плоских узких протяженных щелевых зазорах.

Помимо указанных выше уточнений в модели волноводно-резонансного распространения потока излучения естественным образом включается фундаментальный физический принцип непрерывности [28]. В соответствие с ним поле стоячей рентгеновской волны не может резко обрываться на интерфейсе, тем более что сам интерфейс представляет

собой поле двумерной электронной плотности с периодом изменения, сравнимым с длиной волны отражаемого излучения. Обычно принято считать, что электромагнитное поле излучения при его полном внешнем отражении затухает в объеме по экспоненциальному закону [29]. В соответствие с принципом непрерывности это затухание необходимо модифицировать с учетом наличия стоячей рентгеновской волны над интерфейсом. Модификация представляет собой введение помимо функции, описывающей затухание, еще и модуляционного члена. Учет модулирующего члена позволяет представить амплитуду перпендикулярной составляющей электромагнитного поля излучения в объеме материальной среды в соответствии с рисунком 1б выражением [30]:

$$\vec{E}_r^+(z, x, t) = \left[\frac{2\theta}{\theta + a + ib} e^{\frac{2\pi i}{\lambda_0}(a+ib)z} \right] e^{i(\omega_0 t - 2\pi x/\lambda_0)} \vec{E}_0 \quad (10)$$

где θ – угол падения потока на интерфейс, λ_0 , ω_0 – длина волны и круговая частота излучения, P_x – составляющая импульса фотона по оси x , а под символами a и b представляются выражения:

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} + (\theta^2 - 2\delta) \right] \\ b^2 &= \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} - (\theta^2 - 2\delta) \right] \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

При этом δ и β являются формальными параметрами, входящими в общепринятое определение для коэффициента преломления материала для рентгеновского излучения [29]:

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (12)$$

Параметр δ характеризует поляризуемость среды, а β – представляет фактор ослабления излучения¹³.

Рисунок 1б наглядно демонстрирует убывание амплитуды электромагнитного поля в объеме рефлектора в условиях наличия модуляционной составляющей. При этом крайне существенно обратить внимание на то, что убывающее интерференционное поле стоячей рентгеновской волны возбуждается во всем объеме рефлектора, т.е. фактически ограничено лишь объемом рефлектора, в отличие от

¹³ Общепринятое формальное введение коэффициента преломления для описания взаимодействия потока рентгеновских лучей с материей идеологически не является корректным, поскольку длина волны рентгеновского излучения и межатомное расстояние являются сравнимыми величинами [31].

лимитированного размера интерференционной зоны в вакууме (воздухе) над интерфейсом.

В качестве дополнительного соображения к рассмотрению размера зоны интерференции необходимо также учитывать дополнительный фазовый сдвиг $\Delta\psi$, сопровождающий явление полного внешнего отражения [19]. Этот параметр является функцией угла падения θ , причем при $\theta \rightarrow 0$, $\Delta\psi$ оказывается близким к π , а при достижении критического угла ПВО $\theta \approx \theta_c$ величина дополнительного фазового сдвига стремится к нулю. Вариация величины дополнительного фазового сдвига влияет на размер области интерференции падающего и отраженного потоков. Поэтому в качестве оценочного значения размера этой области целесообразно рассматривать половину величины параметра длины когерентности $l/2$.

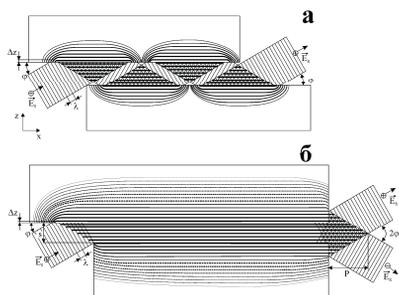


Рисунок 2. Схема прохождения потока рентгеновских лучей через плоский канал по механизму многократного полного отражения (а) и по механизму волноводно-резонансного распространения (б).

Параллельное расположение двух плоских рефлекторов на некотором расстоянии между собой позволяет реализовать условия для многократного последовательного полного внешнего отражения потока рентгеновских лучей в плоском протяженном воздушном зазоре (рис. 2а). Явление многократного последовательного ПВО будет характеризоваться образованием в щелевом пространстве зазора большого числа локальных интерференционных зон, причем каждое последовательное отражение будет вызывать перевозбуждение объема рефлектора вследствие отсутствия сфазированности этих отражений. Такая потеря энергии приведет к существенному снижению интенсивности падающего пучка. В тоже время при варьировании угла падения первичного потока излучения на входную щель такого плоского щелевого рентгеновода можно

геометрически выделить некоторый набор углов, для которых будут соблюдаться условия сфзирования последовательных отражений. Для этих выделенных направлений будет наблюдаться существенно меньшее ослабление потока. В итоге при падении на входной срез рентгеновского пучка с широким набором углов падения из этого потока будут выделены парциальные потоки, соответствующие выделенным угловым направлениям, что является проявлением дискретности модовой структуры потока в плоских широкощелевых рентгеноводах. Такая структура потока является характерной для поликапиллярной рентгеновской оптики.

Механизм многократного ПВО рентгеновского излучения является весьма продуктивным для описания распространения потока рентгеновских лучей в широкощелевых плоских зазорах. Однако он оказывается не в состоянии характеризовать особенности его транспортировки сверхузкими плоскими протяженными щелями [4,18,30]. Распространение рентгеновской радиации вдоль наноразмерных протяженных зазоров, когда ширина этих зазоров оказывается меньше половины длины когерентности потока квазимонохроматического рентгеновского излучения, может быть успешно описано на базе механизма волноводно-резонансного распространения этого потока или, другими словами, механизма радиационной сверхтекучести [4,32]. Устройства, в которых реализуется данный механизм, были названы плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами (ПРВР) [14]. В соответствии с концепцией волноводно-резонансного распространения излучения, плоские узкие протяженные щели характеризуются возникновением однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем воздушном пространстве щелевого зазора вследствие взаимного перекрытия локальных областей интерференции. Схема появления такого однородного поля интерференции показана на рисунке 2б. Такое перекрытие наблюдается для любых углов падения при условии, что они не превышают критический угол ПВО материала рефлектора. Поэтому механизм волноводно-резонансного распространения излучения не приводит к появлению некоторых выделенных угловых направлений и, следовательно, характеризуется непрерывной модовой структурой. Ее непрерывность можно зарегистрировать экспериментально.

При исследовании транспортных свойств плоских щелевых рентгеноводных структур поток первичного рентгеновского излучения от

источника направлялся на входной срез изучаемых устройств параллельно оси этих структур [4,13-18,30]. Однако этот поток может быть направлен и под углом к оси щелевой структуры. При наличии незначительной расходимости этого потока представляется возможным отличить непрерывную модовую структуру от дискретной. Схема, показанная на рисунке 2б, предполагает, что при неосевом падении малорасходящегося первичного рентгеновского пучка на выходе волноводно-резонансного устройства с необходимостью возникают два пространственно разделенных потока равной интенсивности, с углом между осями этих потоков, равным удвоенному значению угла отклонения первичного пучка от оси ПРВР. При этом интенсивности потоков на выходе волновода-резонатора должны являться монотонными функциями при изменении угла падения в интервале $-\theta_c \leq \theta \leq \theta_c$. Проведенные экспериментальные измерения показали, что предположение непрерывности модовой структуры для потока рентгеновского излучения в щели ПРВР существенно более вероятно, чем попытка его представления набором дискретных угловых направлений.

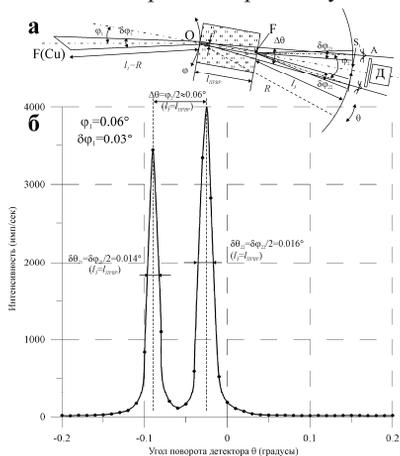


Рисунок 3. (а) Схема прохождения излучения $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ через кварцевый волноводно-резонансный канал при неосевом падении первичного рентгеновского пучка. $S_{\text{ПРВР}}=200$ нм, $L_{\text{ПРВР}}=100$ мм, $R=200$ мм, $S_1=0.05$ мм. Коэффициент ослабления фильтра А $K=200$, режим измерений $U=20$ кэВ, $I=12$ мА. (б) Экспериментально полученное пространственное распределение интенсивности CuK_{α} на выходе ПРВР при угле падения первичного пучка $\phi_1=0.06^\circ$.

На рисунке 3 показана геометрия выполненных измерений и пример пространственного распределения характеристической компоненты

излучения рентгеновской трубки БСВ-24 (Cu) при отклонении первичного потока радиации от оси волновода-резонатора на $\varphi_1=0.06^\circ$. Распределение представляет собой два пика приблизительно равной интенсивности, которая соответствует половине интенсивности падающего потока. Угловое расстояние между пиками равно удвоенному значению угла отклонения первичного потока от оси ПРВР $-\varphi_2 \approx 0.12^\circ$. Угловая ширина пиков соответствует углу захвата излучения. Вариация величины угла падения приводила к монотонному изменению углового расстояния между пиками и их интенсивности.

На рисунке 4 показали зависимость суммарной интенсивности обоих пиков в зависимости от угла падения потока первичной радиации. Суммарная функция интенсивности является более чувствительным инструментом для обнаружения возможного отклонения от монотонности, которое могло бы являться подтверждением наличия выделенных угловых направлений для распространения потока радиации в щели ПРВР. Размер точки отражает статистическую погрешность выполненных измерений. Проведенная огибающая не позволяет предполагать наличие дискретности модовой структуры, по крайней мере, в пределах точности выполненных измерений. Таким образом, показанные экспериментальные данные с существенно большей вероятностью позволяют надеяться, что для ПРВР характерна именно непрерывная модовая структура.

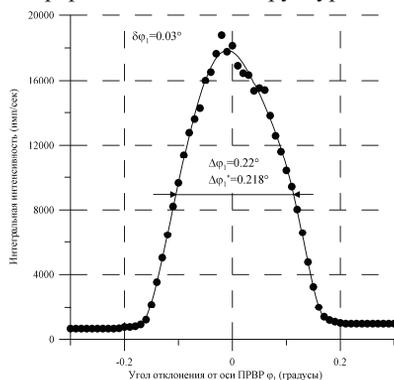


Рисунок 4. Зависимость интегральной интенсивности потока $\text{CuK}_{\alpha\beta}$, сформированного кварцевым ПРВР ($s=200$ нм), от угла отклонения потока радиации от оси волновода-резонатора φ . $\Delta\varphi^* = \sqrt{\Delta\varphi^2 - \delta\varphi^2}$

Экспериментальные данные, представленные на рисунках 3 и 4, иллюстрируют некоторые свойства волновода-резонатора в условиях захвата сходящегося первичного потока. Степень его сходимости определяется углом захвата $\delta\phi_1$, определяемым шириной проекции фокального пятна источника и расстоянием между положением проекции и входным срезом ПРВР (рис. 3). Наличие непараллельности в пучке, захватываемом волноводом-резонатором, является принципиальным фактором для захвата радиации в волноводно-резонансную щель. Совершенно понятно, что захват парциального потока излучения, падающего на срез ПРВР под углом к оси волновода-резонатора, превышающим θ_c невозможен. Оказывается, что точно также невозможен захват потока излучения, распространяющегося параллельно этой оси. Дело в том, что парциальный поток, распространяющийся параллельно оси волновода-резонатора, возбуждает стоячую волну рентгеновского излучения, период которой превышает половину длины когерентности этого излучения. По этой причине помимо максимального угла захвата, ограниченного двойным критическим углом ПВО, волновод-резонатор характеризуется еще и наличием угла минимального захвата, для оценки которого может быть использовано выражение [30].

$$\theta_{\min} = 2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (13)$$

Это выражение, действительно, является только оценочным, поскольку оно не учитывает особенностей проникновения потока радиации в приповерхностные области рефлекторов, а также специфический фактор продольного сдвига потока при ПВО, обнаруженный для оптического излучения проф. Гусом и Хансен [33].

Помимо параметров минимального и максимального углов захвата ПРВР характеризуется минимальной и максимальной шириной щелевого зазора, допускающей волноводно-резонансную транспортировку рентгеновской радиации. Максимальный размер, как уже указывалось ранее, в первом приближении не может превышать половины длины когерентности транспортируемого излучения. В то же время минимальная ширина щелевого зазора, как оказалось, в первом приближении, не зависит от параметров распространяющегося излучения, а определяется лишь свойствами материала рефлектора [12]:

$$s_{\min} = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta_c} \approx \frac{\lambda_0}{2\theta_c} = \sqrt{\frac{m c^2 A}{2 e^2 N Z' \rho}} \quad (14)$$

где m и e – масса и заряд электрона, c – скорость света, A , Z' – атомная масса и эффективный заряд атомов, составляющих материал рефлектора, ρ – плотность данного материала. Эта величина также является оценочной, поскольку ее расчет выполнен без учета глубины проникновения излучения.

Еще одним интересным свойством волновода-резонатора является отсутствие у формируемого им потока дифракционных сателлитов. Хорошо известно, что при обрезании потока излучения с помощью стандартных щелевых систем всегда формируется набор дифракционных сателлитов, сопровождающих основной формируемый поток [21]. Интенсивность и разрешенность этих линий возрастает по мере приближения ширины щели к длине волны пропускаемого излучения. При ширине щели ПРВР около 20 нм, а также при формировании потока рентгеновских лучей с помощью бесщелевого коллиматора дифракционные сателлиты экспериментально не фиксировались, да и не могли быть зафиксированы, поскольку в случае ПРВР излучателем является не только щелевой зазор, но и торцы рефлекторов, образующих волновод-резонатор (рис. 2б).

Кроме того, волноводно-резонансные структуры являются прекрасными концентраторами радиации. Размер проекции фокуса трубки обычно варьирует в интервале 0.02÷0.2 мм. В то же время ширина зазора ПРВР может изменяться в границах около 20÷200 нм. В результате, применение волновода-резонатора позволяет повысить радиационную плотность в формируемом потоке в $10^2 \div 10^4$ раз.

Вопрос об оценке транспортной эффективности ПРВР не является тривиальным. Для корректного ответа на этот вопрос необходимо выполнение прямых сравнительных измерений интенсивности квазимонохроматического потока, захватываемого щелевым зазором, и его интенсивности в сформированном пучке. Определение интенсивности потока на выходе волновода-резонатора не проблематично. В тоже время оценка интенсивности потока, захваченного в щель ПРВР, не является простой процедурой. Подходящий метод проведения таких измерений был предложен в работе [34], которая была посвящена изучению частичного углового тунелирования потока рентгеновских лучей. Предложенная

процедура предполагала установку двух ПРВР друг за другом и проведение их взаимной юстировки. Установка волноводов-резонаторов выполнялась с минимальным зазором между ними. Далее измерялись параметры пучка на выходе составной структуры, которые одновременно являлись параметрами пучка, сформированного вторым ПРВР. Далее, второй волновод исключался из измерительной схемы, и определялись параметры потока на выходе первого волновода-резонатора. Поскольку предварительные исследования показали, что при минимальном зазоре в составной двухволноводно-резонансной структуре поток, сформированный первым ПРВР, полностью захватывается вторым, проведенные измерения позволили сделать прямое экспериментальное сопоставление интенсивности квазимонохроматической составляющей в захваченном и сформированном потоке. Предложенная процедура имеет некоторые ограничения, связанные с жесткими требованиями к точности обработки торцов рефлекторов ПРВР. Поэтому в исследованиях удалось задействовать чуть более 10 реально работающих кварцевых ПРВР с длиной рефлекторов 50 мм. Результаты тестирования показали, что их средняя транспортная эффективность для $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ составила около 80%. Наилучший экземпляр продемонстрировал эффективность около 96%, наихудший – 40%. Анализ поверхности рефлекторов, использованных для комплектования ПРВР, дал основание предположить, что важнейшим фактором, лимитирующим качество работы волноводов-резонаторов, является локальный холодный наклеп поверхности, приводящий к локальному срыву пространственной однородности интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в щели ПРВР.

Измерения, выполненные в самое последнее время, позволили выявить еще одно специфическое свойство механизма волноводно-резонансного распространения излучения [35]. При разработке и исследовании свойств волноводов-резонаторов априори казалось, что для приготовления рефлекторов ПРВР могут использоваться только диэлектрические материалы, вследствие нерезкости ПВО эффекта и повышенного значения поглощения в металлах. Однако проведенные экспериментальные измерения показали, что это не так. Нами была предпринята попытка изучить возможность построения волновода-резонатора со свойствами так называемого β -фильтра. В рентгеновской дифрактометрии широко применяются поглощающие β -фильтры, которые

представляют собой тонкую фольгу из материала, край поглощения которого точно попадает между энергиями характеристического K_{α} и K_{β} излучения рентгеновской трубки. Например, использование Ni фольги в условиях применения рентгеновской трубки с медным анодом. Предполагалось, что если Брегговское и полное отражение характеризуются β -фильтрационным эффектом [36], то можно ожидать, что этот эффект будет присущ и волноводно-резонансному распространению потока рентгеновских лучей. Однако экспериментальные измерения показали, что выдвинутое предположение оказалось опрочечивым.

На рисунке 5 представлено три дифрактограммы монокристалла SiO_2 (101), полученные с использованием дифрактометра HZG-4 в условиях применения различных типов формирователей потока первичной радиации. В качестве источника излучения во всех случаях использовалась рентгеновская трубка БСВ-24 (Co). Все дифрактограммы зарегистрированы в режиме источника $U=20$ кэВ, $I=10$ мА. Верхняя дифрактограмма получена в условиях формирования первичного пучка с помощью одиночной обрезавшей щели шириной 0.1 мм. Дифрактограмма демонстрирует естественное отношение интенсивностей $K_{\alpha 1}$ и $K_{\beta 1}$ компонент спектра излучения трубки $I_{\beta}/I_{\alpha 1}=0.26\pm 0.01$. Аналогичное отношение этих компонент регистрируется на основании результатов обработки данных второй дифрактограммы. Однако эта дифрактограмма была получена в условиях формирования пучка кобальтовой радиации с помощью ПРВР, ширина щелевого зазора которого составляла 100 нм, причем поверхности его рефлекторов содержали значительное количество атомов Fe [35]. Приведенная дифрактограмма показывает, что для малоугловой дифрактометрии применение ПРВР оказывается не менее эффективным, чем использование обрезавших щелевых устройств с шириной щели, большей на три порядка. Однако самым удивительным в этих измерениях оказалось полное отсутствие β -фильтрационного эффекта. В тоже время увеличение ширины щелевого зазора рентгеновода при использовании тех же самых рефлекторов до 15 мкм привело к существенному изменению параметра $I_{\beta}/I_{\alpha 1}$. Дифрактограмма, полученная в условиях формирования первичного пучка с помощью широкощелевого рентгеновода и показанная в нижней части рисунка, продемонстрировала значение этого параметра $I_{\beta}/I_{\alpha 1}=0.195\pm 0.01$.

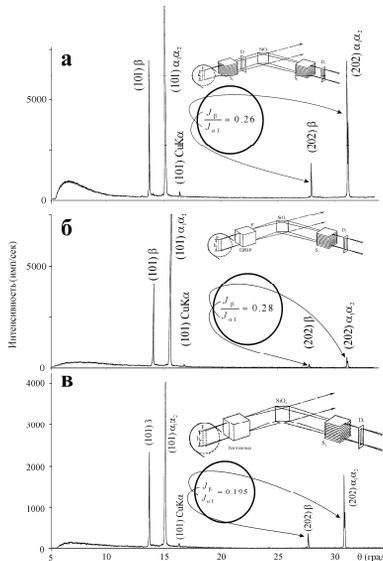


Рисунок 5. Дифрактограммы θ - 2θ SiO_2 (101), полученные в условиях формирования потока излучения CoK_{α} с помощью одиночной обрезавшей щели $s=0.1$ мм (а), с помощью ПРВП ($s=100$ мм), составленного из Fe содержащих рефлекторов (б), с помощью широкощелевого рентгеновода ($s=15$ мкм) составленного из тех же рефлекторов (в).

Формирователь потока, использованный для получения дифрактограммы, показанной на рисунке 5б, транспортировал излучение по механизму его волноводно-резонансного распространения, в то время как формирователь потока с теми же самыми железо-содержащими рефлекторами, использованный для получения дифрактограммы, показанной ниже, транспортировал поток радиации по суперпозиции механизмов прямого распространения и многократного полного отражения. Сравнение полученных результатов приводит однозначное разграничение между указанными механизмами. При многократном полном отражении Fe-содержащие рефлекторы демонстрируют эффект β -фильтрации излучения, а при смене механизма транспортировки на волноводно-резонансный тип эффект β -фильтрации не наблюдается. С одной стороны описанное явление показывает, что для комплектации ПРВП совсем не обязательно иметь диэлектрические рефлекторы, а с другой – оно является еще одним свидетельством принципиальной разницы природы механизмов многократного полного внешнего

отражения потока рентгеновских лучей и его волноводно-резонансного распространения.

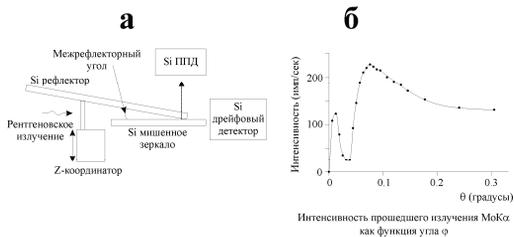


Рисунок 6. Измерительная схема, построенная на базе малоугловой отражающей структуры (скошенный рентгеновод) для изучения рентготранспортных свойств в условиях варьирования угла раствора φ (а) и диаграмма полученных экспериментальных результатов (б) [37].

Еще одно свидетельство их глубокого различия было продемонстрировано в недавно опубликованной экспериментальной работе японских ученых [37]. Эта работа никак не связана с изучением явления волноводно-резонансного распространения излучения. Она была посвящена изучению радиационно-транспортной эффективности угловой двух-рефлекторной структуры, схема которой показана на рисунке 6а. Такая структура была названа нами скошенным рентгеноводом. Японские коллеги комплектовали свое устройство плоскими полированными кремниевыми рефлекторами с линейным контактом между пластинами и некоторым углом наклона φ между ними. Устройство комплектовалось системой точного варьирования этого угла. На рисунке 6б показана типичная кривая, отражающая изменение интенсивности потока излучения MoK α через скошенную структуру при изменении угла наклона в интервале $0 \div 0.3^\circ$. Показанная зависимость характеризуется наличием двух очевидных максимумов. Первый максимум соответствует углу наклона $\varphi \approx 0.1^\circ$. Его появление связано с достижением критического угла ПВО для MoK α на поверхности кремния. Уменьшение интенсивности излучения, проходящего через скошенный рентгеновод в области углов $0.1 < \varphi < 0.05^\circ$, может быть объяснено сокращением входной угловой апертуры устройства в условиях многократного полного отражения потока в пространстве между рефлекторами. При этом существенно отметить, что вследствие наличия линейного контакта между рефлекторами скошенный рентгеновод формирует поток на своем выходе без вклада прямо

распространяющегося излучения. Таким образом, скошенный рентгеновод может быть использован в качестве эффективного β -фильтра.

Второй максимум, наблюдаемый на кривой, показанной на рисунке 6б, вблизи $\varphi \approx 0.01^\circ$ является прямым следствием изменения механизма распространения рентгеновского излучения от многократного полного отражения к его волноводно-резонансному распространению. Дальнейшее уменьшение интенсивности при стремлении φ к нулю обусловлено недостаточной точностью юстировки системы относительно источника излучения. При улучшении их взаимной съюстированности интенсивность потока на выходе скошенного рентгеновода будет оставаться неизменной во всем сверхмалоугловом интервале вплоть до $\varphi=0$, когда фактически будут реализованы условия бесщелевого рентгеновского коллиматора [3].

РФА ПВО спектроскопия с пучками возбуждения, формируемыми волноводами-резонаторами

Как уже упоминалось, работа японских ученых, обсуждавшаяся выше, не была связана с исследованиями в области волноводно-резонансной тематики. В качестве своей главной задачи авторы этой работы видели поиски наиболее эффективных конструкций формирователей пучка рентгеновского излучения для рентгенофлуоресцентного анализа при полном внешнем отражении потока возбуждающего излучения (РФА ПВО). И их заключение о высокой эффективности применения скошенных рентгеноводов с ультрамалыми углами между рефлекторами для РФА ПВО измерений хорошо согласуется с результатами наших исследований по рентгенофлуоресцентному анализу при полном внешнем отражении, выполненных как с применением бесщелевых рентгеновских коллиматоров [7-10], так и с использованием ПРВР [14,17,18,38].

Стандартный РФА ПВО спектрометр состоит из источника рентгеновского излучения, системы формирования возбуждающего пучка, компьютерно-управляемого столика для юстировки исследуемой мишени и детектора вторичного рентгеновского излучения с системой регистрации рентгенофлуоресцентных спектров на базе многоканального импульсного анализатора [6]. Как правило, спектрометр обеспечен пакетом компьютерных программ для аппроксимации собранной информации. Важнейшей особенностью РФА ПВО спектрометра является выполнение измерений с использованием явления полного внешнего отражения потока

рентгеновских лучей от тестируемой поверхности. В этих условиях происходит возбуждение тонкого поверхностного слоя анализируемого

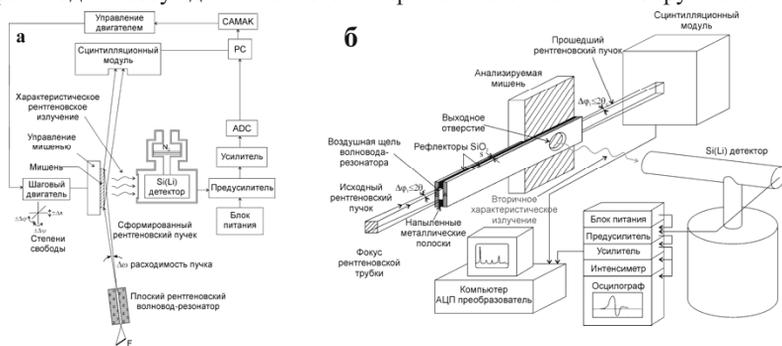


Рисунок 7. Базовые рентгенооптические схемы РФА ПВО спектрометров, оснащенных ПРВР, для формирования пучка возбуждения. (а) Модифицированная стандартная схема, (б) оригинальная авторская схема.

объекта (как правило, толщиной менее 10 нм), что обеспечивает в регистрируемом спектре крайне низкий уровень фона и отсутствие необходимости применения в аппроксимирующем компьютерном пакете программ типа ZAV, призванных учитывать взаимное влияние линий вторичной флуоресценции. Однако достижение высоких аналитических качеств РФА ПВО спектроскопии требует реализации ряда специфических процедурных условий. Тестируемые образцы должны характеризоваться высокой степенью параллельности и крайне низкой поверхностной шероховатостью. Кроме того, измерительная методика накладывает весьма жесткие требования на параметры потока рентгеновского излучения, возбуждающего исследуемую мишень. Этот поток должен характеризоваться нитевидной формой с минимально возможной шириной и расходимостью, а также с повышенной радиационной плотностью. Практикуемое для большого количества РФА ПВО установок требование обязательной монохроматичности потока возбуждающей радиации является полезным, но ни критичным. Дополнительным требованием, которое касается любых РФА-спектрометров, является требование наличия пространственной однородности потока возбуждения и его временная стационарность. Сравнение комплекса изложенных требований для эффективной РФА ПВО спектроскопии и параметров потока, формируемых плоским рентгеновским волноводом-резонатором, показывает, что последний является идеальным инструментом для существенного

упрощения рентгенооптической схемы спектрометра при сохранении и даже преумножении его аналитических характеристик. Применение ПРВР в качестве потокоформирующего устройства дает широкое поле для конструкционного маневра. В тоже время могут быть выделены две базовые рентгенооптические схемы его применения. Одна из них, представленная на рисунке 7а, является модификацией стандартной рентгенооптической схемы РФА ПВО спектрометра с включением в нее в качестве потокоформирующей системы волновода-резонатора. Другая схема, представленная на рисунке 7б, является оригинальным конструктивным решением, в которой поверхность изучаемого образца является продолжением волноводно-резонансного канала. Эта схема использовалась в нашей работе совместно с бесщелевым рентгеновским коллиматором [7-10] и плоским рентгеновским волноводом-резонатором [4,17,18,38]. Эксплуатация такой конструкции показала, что ее применение сулит существенные преимущества перед стандартной рентгенооптической схемой РФА ПВО спектрометров и в том числе даже в случае ее укомплектования ПРВР в качестве формирователя потока возбуждения. Все дело в том, что стандартная схема рассчитана на использование пучка с угловой расходимости $\Delta\theta \approx 0.01^\circ$ и менее. На выходе волновода-резонатора расходимость, как правило, на порядок больше. Поэтому, несмотря на то, что плотность радиации в потоке после ПРВР выше, чем у стандартных систем формирования на два-три порядка, применение ПРВР в стандартных спектроскопических схемах может быть эффективным лишь при максимальном сближении выходного среза волновода-резонатора и исследуемой поверхности. При использовании второй рентгенооптической схемы такой проблемы не возникает. В ней почти весь поток, образовавшийся на выходе волноводно-резонансного зазора, возбуждает исследуемую поверхность. Резкое повышение эффективности анализа при использовании данной схемы достигается как за счет существенного, в сравнении со стандартными формирователями, роста радиационной плотности, так и за счет того, что используется пучок, расходимость которого лишь немного меньше критического угла ПВО материала исследуемой мишени.

В первом приближении, в какой-то мере оправданном в случае использования бесщелевых рентгеновских коллиматоров, предполагалось, что пространственное распределение в потоке, сформированном ПРВР и

возбуждающим поверхность исследуемой мишени, соответствует огибающим, полученным для волноводов-резонаторов, составленных из рефлекторов одинаковой длины. Однако скрупулезный анализ показал, что такой подход, по меньшей мере, не точен, поскольку прямое геометрическое рассмотрение показало, что в спектрометре оригинальной конструкции поток возбуждения фактически выходит из ПРВР с разновеликими рефлекторами. Помимо чисто практической стороны дела есть еще и принципиальная проблема, заключающаяся в том, что не ясно, какая погрешность в длине рефлекторов позволяет считать их равновеликими. Поэтому в работе были выполнены предварительные сравнительные исследования пространственного распределения интенсивности рентгеновского потока, сформированного кварцевыми волноводами-резонаторами с одинаковыми размерами ширины щелевого зазора, но составленных из рефлекторов одинаковой и существенно различающейся длины.

Геометрические схемы измерений представлены на рисунке 8а1 и б1. Измерения были выполнены для волноводов-резонаторов с размерами щелевого зазора $s=20, 60$ и 270 нм. Для сравнения были получены пространственные распределения интенсивности потока, сформированного широкощелевым рентгеноводом с шириной щели $s=15$ мкм. Измерения были выполнены с использованием потока излучения $\text{FeK}_{\alpha\beta}$. Для составления ПРВР с равновеликими рефлекторами использовались пластины кварцевого стекла длиной 100 мм, а для построения волноводов-резонаторов с рефлекторами разной длины применялись пластины длиной 100 мм и 78 мм. Полученные экспериментальные данные показаны в нижней части рисунка.

Пространственные распределения интенсивности квазимонохроматического излучения $\text{FeK}_{\alpha\beta}$ на выходе ПРВР с равновеликими рефлекторами характеризовались очертаниями, близкими к Гауссовой кривой, в соответствие с результатами, полученными ранее для излучения $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ [4,18,38]. Пространственные распределения в потоках, сформированных волноводами-резонаторами с разновеликими рефлекторами, продемонстрировали резко отличные очертания огибающих. По форме они напоминают Гауссовы распределения, разрезанные пополам. Интегральные интенсивности потоков, сформированных ПРВР с разнo и равновеликими рефлекторами, оказались

приблизительно равными. При этом формальная полуширина огибающих распределений отличалась приблизительно вдвое, составляя для Гауссовых распределений величину $\Delta\varphi_2=0.08^\circ$, что приблизительно совпадало с углом захвата излучения, и для «полуГауссовых» – $\Delta\varphi=0.04^\circ$. Существенно отметить, что центр тяжести Гауссовых распределений точно совпадает с положением плоскости симметрии для волновода-резонатора, в то время как для «полуГауссовых» – его положение постепенно, по мере увеличения ширины щели, смещается в сторону расположения более короткого рефлектора.

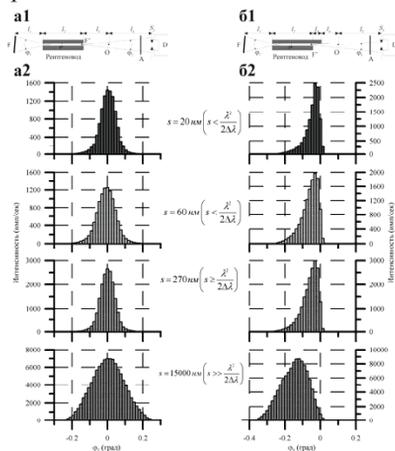


Рисунок 8. Геометрические схемы для изучения пространственного распределения интенсивности в пучках, сформированных стандартным ПРВР (a1) и ПРВР с разновеликими рефлекторами (b1), и экспериментально полученные распределения в пучках, сформированных обоими типами волноводов-резонаторов (a2, b2).

Как и ожидалось распределение, характерное для формирования широкощелевым рентгеноводом, оказалось значительно шире, чем на выходе ПРВР ($\Delta\varphi_2^* \approx 0.24^\circ$), хотя и меньше, чем ожидалось [4]. Распределение в потоке, сформированном этим рентгеноводом в случае использования разновеликих рефлекторов, также показало некоторое уменьшение полуширины, искажение формы и смещение центра тяжести от плоскости симметрии рентгеновода.

В целом полученные экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что разновеликость рефлекторов приводит к уменьшению расходимости сформированного ПРВР потока, увеличению его неоднородности по сечению и смещению центра тяжести его огибающей,

величина которого непосредственно зависит от ширины щелевого зазора. На основании этих результатов следует сделать вывод, что необходимы специальные меры для позиционирования исследуемого образца в зазоре ПРВР. Во-первых, образец должен располагаться на некотором расстоянии от более длинного рефлектора, которое определяется шириной щелевого зазора. Во-вторых, в целях создания более равномерного возбуждения исследуемой поверхности необходим подбор угла наклона этой поверхности по отношению к сформированному пучку.

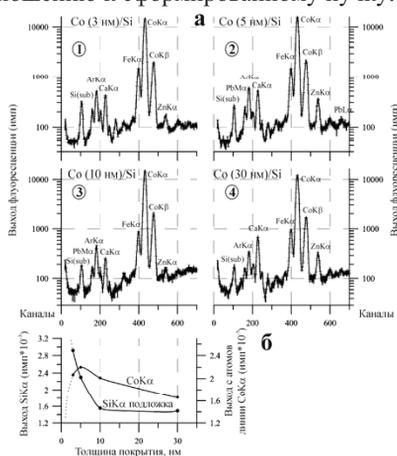


Рисунок 9. Экспериментально полученные РФА ПВО спектры для пленочных мишеней Co/Si с разными толщинами покрытий (а) и оценочные кривые выхода флуоресценции для линий CoK α и SiK α в зависимости от толщины покрытия (б).

При использовании волноводов-резонаторов в составе РФА ПВО спектрометров весьма существенное значение приобретает вопрос о реальной толщине слоя, который характеризует регистрируемый спектр вторичной рентгенофлуоресценции. Принципиально такая проблема стоит и в случае применения стандартных систем формирования потока возбуждения. Однако стандартная система формирования ориентирована на применение потоков, расходимость которых ограничивается величиной, более чем на порядок меньшей критического угла ПВО. Такой выбор существенно снижает интегральную интенсивность потока, а иногда и плотность радиации, но он позволяет выполнять измерения при нескольких значениях углов падения пучка возбуждения, что позволяет варьировать глубину проникновения излучения. Применение ПРВР, напротив, реализует возбуждение анализируемого объекта расходящимся

пучком угол расходимости которого, как правило, лишь немного меньше критического угла ПВО материала матрицы. Более того, в спектре потока, формируемого ПРВР, как правило, значительная доля интенсивности принадлежит белой составляющей. (ПРВР является частичным фильтром белой компоненты радиации трубки, причем, чем уже щелевой зазор, тем выше фильтрационное воздействие). Поэтому проведение подобных оценочных измерений являлось крайне принципиальным фактором для наглядной демонстрации высокой эффективности и предсказуемости результатов анализа методом РФА ПВО в условиях применения плоских рентгеновских волноводов-резонаторов.

Для исследования данной проблемы была выбрана следующая стратегия. На кремниевой подложке приготавливалось несколько пленочных покрытий Со с варьированием толщины от 3 до 30 нм. Далее полученные мишени исследовались методом РФА ПВО в одинаковых условиях возбуждения на макете спектрометра, собранного по оригинальной рентгенооптической схеме. Экспериментальные результаты этих исследований представлены на рисунке 9. Спектры регистрировались в условиях использования рентгеновской трубки БСВ-27 (Мо) в режиме $U=25$ кэВ, $I=5$ мА в течение 300 секунд. Для формирования потока возбуждения применялся кварцевый волновод-резонатор с шириной щелевого зазора $s=35$ нм. Выход вторичной рентгенофлуоресценции приведен в логарифмическом масштабе. Наиболее интенсивными линиями представленных спектров являются CoK_{α} и CoK_{β} . В качестве основных примесей в пленках фигурируют атомы Fe, Са и Zn. Поскольку измерения проводились в присутствии воздушной среды, на всех спектра хорошо обозначена линия Ag. Кроме рентгенофлуоресцентных линий, присущих атомам, содержавшимся в пленках, на всех приведенных спектрах явно обозначен пик, соответствующий атомам Si в подложке. На диаграмме 9б приведены оценочные зависимости интенсивности выхода флуоресценции для матричных компонент пленки и подложки. Полученные кривые позволяют дать качественную оценку толщине анализируемого слоя в РФА ПВО спектрометре, оснащенный волноводом-резонатором, сформированном разновеликими кварцевыми рефлекторами. Для выбранного излучения возбуждения, режима трубки и ширины зазора между кварцевыми рефлекторами эта величина оказывается в районе 6 нанометров (для Со мишени). Это значение приблизительно в два раза

превосходит величину, которая была предложена в качестве подобной оценки в нашей ранней работе [7]. В ней было высказано предположение о возможности выбора в качестве усредненного значения толщины возбуждаемого слоя глубину проникновения излучения при угле падения $\theta_c/2$. На рисунке 10 приведена рассчитанная функция глубины проникновения излучения $\text{MoK}\alpha$ в кобальтовую матрицу в зависимости от угла падения возбуждающего потока. Оценочная величина глубины возбуждения, ожидаемая на основании «концепции $\theta_c/2$ », составляет 2.6 нм. Описанные выше прямые экспериментальные измерения показали, что реальная усредненная толщина возбуждаемого слоя соответствует углам падения первичного пучка около $(0.8 \div 0.9)\theta_c$. Однако в любом случае эта толщина вряд ли превысит 10 нм.

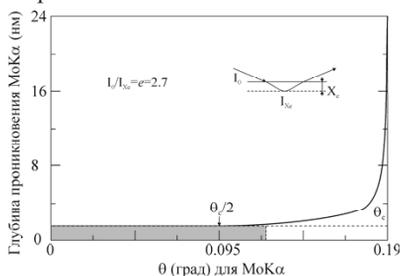


Рисунок 10. Зависимость глубины проникновения излучения $\text{MoK}\alpha$ в поверхностный слой Co при варьировании угла падения возбуждающего первичного потока.

Аналитические измерения с помощью РФА ПВО спектрометра, оснащенного ПРВР

Рентгенофлуоресцентный анализ материалов в условиях полного внешнего отражения потока возбуждающего излучения от поверхности тестируемого объекта наиболее удобно проводить методом внутренней стандартизации выхода вторичной рентгеновской флуоресценции аналогично процедуре, узаконенной для стандартного РФА ПВО метода [6]. Количество структурообразующих атомов в мишени является подходящей базой для реализации метода внутреннего стандарта. Полное количество атомов, содержащихся в объеме приповерхностного слоя тестируемой мишени, которое возбуждается первичным рентгеновским пучком в условиях его полного внешнего отражения, может быть рассчитано на основе оценки усредненной величины глубины

проникновения потока t , рассчитываемой для угла падения, соответствующего выше приведенной оценке:

$$\bar{\theta} = 0.8\theta_c \quad (15)$$

Толщина возбуждаемого слоя будет рассчитана по стандартной формуле для глубины проникновения радиации при ПВО [29]:

$$\bar{t} = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \frac{\lambda_0}{\sqrt{(\theta_c^2 - \bar{\theta}^2)^2 - \beta^2 + (\theta_c^2 - \bar{\theta}^2)}} \quad (16)$$

Используемая модель предполагает, что нелинейные эффекты, связанные с перевозбуждением объема тестируемой матрицы, отсутствуют. Это предположение, по-видимому, будет справедливым, пока количество фотонов возбуждающего потока, падающее в единицу времени на усредненный возбуждаемый объем, не превысит число атомов, находящееся в этом объеме. При используемых мощностях источника рентгеновского излучения, несмотря на значительное повышение плотности радиации в возбуждающем потоке за счет применения ПРВР, этот предел еще не достигается. Поэтому оказывается справедливым предположение о линейной зависимости между интенсивностью выхода вторичной характеристической радиации и концентрацией элементов в приповерхностном возбуждаемом слое как для атомов, образующих структуру мишени, так и для атомов примесей. Зарегистрированный спектр выхода характеристической рентгенофлуоресценции мишени, как и в случае любых РФА измерений, должен быть поправлен с учетом фактора эффективности фотонной регистрации детектора ε [39], а также функции возбуждения флуоресценции F [6]. При этом существенно заметить, что параметр ε является стандартной характеристикой используемого детектора и может быть взят из таблиц, в то время как фактор возбуждения F является методическим параметром, зависящем как от типа и условий работы источника рентгеновского излучения, так и от конструктивных особенностей формователя потока возбуждения. Для оценочных расчетов он может быть взят из таблиц, соответствующих состоянию, близкому к используемому в измерениях. Однако для строгих количественных измерений этот фактор должен быть измерен в предварительных экспериментах с точным соблюдением условий будущих аналитических измерений. После проведения таких измерений спектральные данные могут быть использованы для аналитических расчетов. Количество атомов примеси в изучаемом образце может быть рассчитано

на основе спектральных данных интегральной интенсивности (за вычетом фона) рентгенофлуоресцентных линий этих элементов по формуле:

$$N_{imp} = N_h \frac{S_{imp} F_h \varepsilon_h}{S_h F_{imp} \varepsilon_{imp}} \quad (17)$$

где N_h – полное количество структурообразующих атомов в возбужденном объеме, N_{imp} – число атомов примеси в том же объеме, S_h и S_{imp} – интегральные значения выхода характеристической рентгеновской флуоресценции для структурообразующих и примесных атомов, соответственно, F_h и F_{imp} – факторы эффективности возбуждения флуоресценции для структурообразующих и примесных атомов в выбранных условиях измерений, ε_h и ε_{imp} – факторы коррекции эффективности регистрации квантов выхода флуоресценции для структурообразующих атомов и атомов примеси. Если исследуемый объект является бинарным соединением $A_x B_{1-x}$, в котором два типа атомов являются структурообразующими элементами, то формула расчета концентрации примеси приобретает более сложную форму:

$$N_{imp} = \frac{N_h}{1 + x \frac{S_A F_{imp} \varepsilon_{imp}}{S_{imp} F_A \varepsilon_A} + (1-x) \frac{S_B F_{imp} \varepsilon_{imp}}{S_{imp} F_B \varepsilon_B}} \quad (18)$$

где $N_h \approx N_A + N_B$. На основании этого выражения, были рассчитаны концентрации примесных элементов в поверхностном слое монокристаллической пленки $Ge_{0.24}Si_{0.76}$. Для расчетов были использованы спектрометрические данные, полученные в результате обработки РФА ПВО спектра этой мишени, показанного на рисунке 11. Поскольку спектр был зарегистрирован с использованием излучения MoK_{α} , оценка размера возбуждаемого объема выполнялась для данного типа радиации. Она составила 3.3 нм. С учетом размера элементарной ячейки этого соединения, равного 0.547 нм [40], можно оценить общее количество атомных позиций в возбуждаемом объеме. Эта величина близка к $1.6 \cdot 10^{16}$. Приняв во внимание все необходимые параметры, на основании выражения (16) получаем, что приповерхностный слой монокристаллического бинарного соединения содержит: $N(K) = 2.7 \cdot 10^{11}$ ат/см², $N(Ca) = 2.4 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Fe) = 3.5 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Ni) = 1.3 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Cu) = 1.4 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(Zn) = 6 \cdot 10^{10}$ ат/см². Существенно отметить, что данный материал не пригоден для производства интегральной электроники по технологии «0.13 мкм» в связи с высокой концентрацией загрязнения.

Полученные данные представляют собой величины абсолютного содержания примесных атомов в кристалле. Однако они не содержат сведений о величине погрешности, с которой они получены. В рентгеновской флуоресцентной спектроскопии независимо от особенностей возбуждения и регистрации спектров выхода флуоресценции принято считать, что атом примеси в образце обнаружен, если экспериментально зарегистрированная интенсивность выхода флуоресценции в энергетическом интервале, соответствующем ожидаемому появлению спектральной линии этой примеси, в три раза превышает значение квадратного корня интенсивности фоновой составляющей S_{back} [41]:

$$S_{min} > 3\sqrt{S_{back}} \quad (19)$$

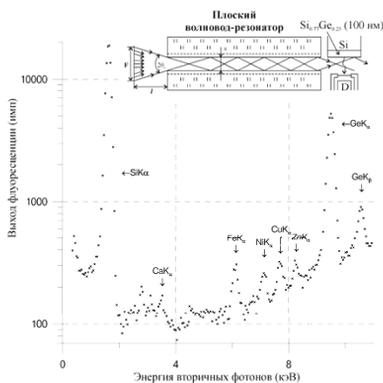


Рисунок 11. РФА ПВО спектр эпитаксиальной пленочной структуры $Ge_{0.24}Si_{0.76}$ (100 нм)/Si [100]. Режим измерений с трубкой БСВ-27 (Mo) $U=25$ кэВ, $I=5$ мА. Время экспозиции $\tau=300$ сек. Показан каждый третий канал. Цена канала 16 эВ/канал. Геометрия измерения показана на врезке.

На основе этого выражения рассчитывается величина пределов обнаружения примеси, которая, в конечном счете, определяет точность определения ее содержания в материале. Для материалов с единственным структурообразующим элементом предел обнаружения примеси определяется следующим выражением [8]:

$$N_{imp}^{LD} = \frac{N_h 3\sqrt{S_{back}^{imp}} F_h E_h}{S_h F_{imp} E_{imp}} \quad (20)$$

Важно отметить, что представленный подход четко указывает два пути снижения пределов обнаружения примеси в материале. Первый из них – это сужение области ожидаемого появления спектральной линии примеси, или – повышение энергетического разрешения детектирующей

системы. Этот подход актуален и реализуем в любой рентгенофлуоресцентной методике. Второй подход связан со снижением уровня фона в экспериментальном спектре. Именно это направление оказалось крайне продуктивным для повышения чувствительности РФА спектроскопии путем ее модификации к условиям полного внешнего отражения потока возбуждающего излучения.

Для расчетов пределов обнаружения примеси в бинарном соединении выражение (20) приобретает следующую форму:

$$N_{imp}^{LD} = \frac{N_h}{1 + x \frac{S_A F_{imp}^A \epsilon_{imp}^A}{3\sqrt{S_{back}^{imp} F_A \epsilon_A}} + (1-x) \frac{S_B F_{imp}^B \epsilon_{imp}^B}{3\sqrt{S_{back}^{imp} F_B \epsilon_B}}} \quad (21)$$

Математическая обработка спектра РФА ПВО, показанного на рисунке 11 позволяет получить следующие пределы обнаружения для обозначенных выше примесей: LD(Ca)= $3.2 \cdot 10^{10}$ ат/см²; LD(Fe)= $4.9 \cdot 10^{10}$ ат/см²; LD(Ni)= $3.9 \cdot 10^{10}$ ат/см²; LD(Cu)= $3.2 \cdot 10^{10}$ ат/см²; LD(Zn)= $2.9 \cdot 10^{10}$ ат/см². Эти величины можно считать значениями погрешности определения содержания примесей в исследованном образце.

РФА ПВО спектр, показанный на рисунке 11, был зарегистрирован в течение 300 секунд в условиях работы источника излучения $U=25$ кэВ и $I=5$ мА. Принципиально пределы обнаружения α , следовательно, и точность определения содержания примеси можно повышать путем увеличения мощности источника радиации и увеличением времени экспозиции. Однако надо иметь в виду, что в условиях применения ПРВР возможности повышения чувствительности метода весьма ограничены, поскольку скорострельность детектирующего и регистрирующего устройств неограниченны. По-видимому, наиболее перспективным направлением повышения чувствительности и снижения пределов обнаружения примесей в РФА ПВО спектроскопии является борьба за дальнейшее снижение уровня фоновой составляющей спектра, причем проведенные эксперименты показали, что эти возможности еще далеко не исчерпаны.

На рисунке 12 показан РФА ПВО спектр пленочной мишени Fe/Si. Толщина поликристаллической пленки Fe составляла 200 нм. Спектр зарегистрирован с помощью макета РФА ПВО спектрометра, снабженного кварцевым ПРВР с шириной щелевого зазора 35 нм и построенного по второй принципиальной схеме (рис. 76). Спектр представлен в

логарифмической шкале для облегчения визуализации вклада фоновой составляющей. Расчеты показали, что данная пленка содержит примеси в значительных концентрациях, которые в то же время не были обнаружены вовсе с помощью стандартного рентгенофлуоресцентного анализа. Количество атомов примесей в ней составило: $N(\text{Al})=5 \cdot 10^{12}$ ат/см²; $N(\text{Si})=3 \cdot 10^{12}$ ат/см²; $N(\text{S})=6 \cdot 10^{11}$ ат/см²; $N(\text{Ti})=1.1 \cdot 10^{12}$ ат/см²; $N(\text{V})=1.9 \cdot 10^{12}$ ат/см²; $N(\text{Cr})=1.2 \cdot 10^{12}$ ат/см²; $N(\text{Mn})=2.1 \cdot 10^{12}$ ат/см²; $N(\text{Cu})=1.8 \cdot 10^{11}$ ат/см². Пределы обнаружения, а, следовательно, и точность концентрационного анализа для всех этих элементов оказалась в районе $(1 \div 3) \cdot 10^{11}$ ат/см².

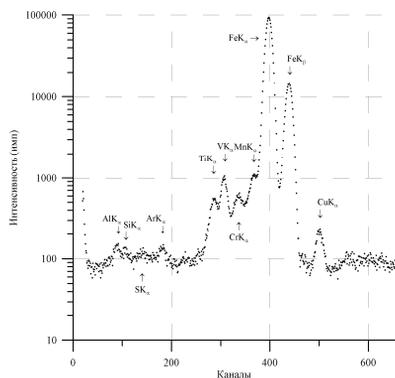


Рисунок 12. РФА ПВО спектр пленочной структуры Fe (200 нм)/Si. Покрытие поликристаллическое. Режим измерений с трубкой БСВ-27 (Мо) $U=25$ кэВ, $I=5$ мА. Время экспозиции $\tau=300$ сек. Цена канала 16 эВ/канал.

РФА ПВО спектрометр, оснащенный волноводно-резонансным формирователем потока возбуждающего излучения, может быть с успехом применен и для сверхвысокочувствительного анализа сухих остатков растворов, осаждаемых на чистые кварцевые подложки. Детальное изложение этих исследований будет приведено в следующей работе.

Перспективы аналитического применения волноводов-резонаторов

По глубокому убеждению авторов этой работы, аналитическое применение ПРВР имеет большое будущее. Есть все основания быть уверенными, что имеющиеся в настоящее время процедурные вопросы будут решены. Производство волноводно-резонансных ячеек даже с весьма нетрадиционными покрытиями рефлекторов не является сложным и дорогим мероприятием, а в методическом плане его применение крайне

просто. В то же время включение ПРВР в рентгенооптическую схему рентгенофлуоресцентных спектрометров позволяет существенно снизить пределы обнаружения примесных атомов без значительных финансовых затрат. Более того, высокая эффективность применения волноводов-резонаторов явится серьезным аргументом в пользу их собственного развития и совершенствования. Очень интересные результаты могут быть достигнуты путем внедрения в РФА ПВО спектроскопию составных плоских рентгеновских волноводов-резонаторов СПРВР [34], применение которых позволяет резко понизить расходимость формируемого ими потока рентгеновских лучей без снижения его интегральной интенсивности. Более того, можно ожидать существенного прорыва в методологии рентгенофлуоресцентного анализа после завершения работ по созданию волноводно-резонансных ячеек, способных управлять параметрами потока рентгеновского излучения на своем выходе. В то же время уже сейчас можно построить РФА ПВО спектрометры на базе ПРВР с резко повышенными аналитическими свойствами. Одним из таких направлений является построение такого спектрометра, одновременно использующего для возбуждения характеристической флуоресценции исследуемого образца несколько независимых источников рентгеновского излучения. На рисунке 13 показана принципиальная схема компоновки узла возбуждения такого спектрометра. Базовым элементом такой конструкции может стать ПРВР в форме диска с несколькими радиально расположенными волноводно-резонансными каналами. В центре дисковой конструкции вырезается отверстие для установки исследуемой мишени. Такая конструкция с одной стороны способна в несколько раз, по сравнению с применением одиночного ПРВР, повысить плотность возбуждения мишени, а с другой – позволит добиться большей равномерности возбуждения тестируемой поверхности.

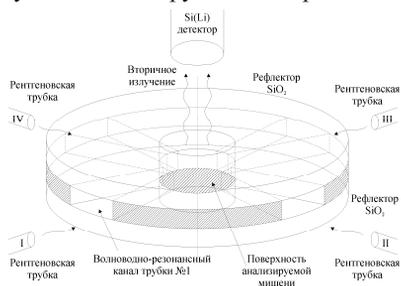


Рисунок 13. Принципиальная схема компоновки узла возбуждения флуоресценции РФА ПВО спектрометра на базе ПРВР в форме диска. Схема допускает использование нескольких независимых источников рентгеновской радиации.

Заключение

В работе обсуждены некоторые особенности функционирования нового рентгенооптического устройства – плоского рентгеновского волновода-резонатора. Приведены экспериментальные данные, характеризующие отличие ПРВР, составленных из равновеликих и разновеликих рефлекторов. Представлены доказательства невозможности построения рентгеновского β -фильтра на базе ПРВР. Даны рекомендации по использованию волноводов-резонаторов в рентгенооптической схеме РФА ПВО спектрометров. Представлены экспериментальные данные, позволившие непосредственно оценить толщину поверхностного слоя, тестируемую методом РФА ПВО в условиях использования волноводов-резонаторов. Обсуждены результаты конкретных аналитических исследований, выполненные с помощью макета РФА ПВО спектрометра, оснащенного волноводно-резонансным формирователем потока возбуждения мишени. Некоторое внимание было уделено обсуждению перспектив развития РФА ПВО спектроскопии в условиях применения ПРВР.

- [1] J. Marton. The glass tube as X-ray guide // Appl. Phys. Letts. v9 (2). 1966. pp. 194-197.
- [2] E. Spiller, A. Segmuller. Propagation of X-rays in waveguide // Appl. Phys. Letts. v24 (2). 1974. pp. 60-61.
- [3] Т.А. Мингазин, В.И. Зеленев, В.Н. Лейкин. Бесщелевой коллиматор рентгеновских лучей // ПТЭ. №1. 1981. стр. 229-232.
- [4] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar waveguide-resonator: a new device for X-ray optics // X-ray Spectrometry. v33 (5). 2004. pp. 360-371.
- [5] Y. Yoneda, T. Horiuchi. Optical flats for use in X-ray spectrochemical microanalysis // Rev. Sci. Inst. v42. 1971. pp. 1069-1070.
- [6] R. Klockenkamper. Total Reflection X-ray Fluorescence Analysis. Wiley: New York. 1997. 245 p.
- [7] В.К. Егоров, А.П. Зуев, В.А. Малоков. Диагностика загрязнения поверхности кремниевых пластин методом РФА ПВО // Известия ВУЗов, Цветная металлургия. №5. 1997. стр. 54-63.

- [8] В.К. Егоров, А.П. Зуев, Е.В. Егоров. Рентгенофлуоресцентный анализ ультракороткого загрязнения в условиях полного отражения рентгеновского пучка, сформированного бесщелевым коллиматором // Заводская лаборатория. №3. 2001. стр. 3-11.
- [9] V.K. Egorov, O.S. Kondratiev, A.P. Zuev, E.V. Egorov. The modification of TXRF-method by use of X-ray slitless collimator // Advances in X-ray Analysis. v43. 2000. pp. 408-417.
- [10] В.К. Егоров, А.П. Зуев, О.С. Кондратьев, Е.В. Егоров. Применение бесщелевого коллиматора рентгеновского излучения для повышения эффективности РФА ПВО диагностики ультракороткого загрязнения поверхности // Поверхность (рент., синхр. и нейтр. исследования). №6. 2001. стр. 27-36.
- [11] K. Yakushiji, S. Ohkawa, A. Yoshinaga, J. Hagaia. Origins of spurious peaks of total reflection fluorescence analysis of Si wafers exciting by monochromatic X-ray beam // Japan J. Appl. Phys. v33 (1-2). 1994. pp. 1130-1137.
- [12] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Discovery of a planar waveguide for an X-ray radiation // Los Alamos e-print archive. 2001. 27 p. <http://arxiv.org/abs/physics/0101059>
- [13] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Physics of planar X-ray waveguide // Proceeding of SPIE. v4502. 2001. pp. 148-172.
- [14] V.K. Egorov, E.V. Egorov, T.V. Bil'chik. Planar X-ray waveguide-resonator and some aspects of it's practical application // Investigation in Russia (Electron magazine). v3. 2002. pp. 423-441. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/040e.pdf>
- [15] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar waveguide as a possible alternative to an X-ray polycapillary optics // Proceeding of SPIE. v4765. 2002. pp. 44-59.
- [16] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Плоский рентгеновский волновод-резонатор как возможный конкурент синхротронных источников радиации // Исследовано в России (Электронный журнал). т.141. 2003. стр. 1679-1692. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2003/141.pdf>.
- [17] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Волновод-резонатор как формирователь пучка возбуждающего рентгеновского пучка для РФА // Аналитика и контроль. т.6. №4. 2002. стр. 410-420.

- [18] V.K. Egorov, E.V. Egorov. The experimental background and the model distribution for the waveguide-resonance propagation of X-ray radiation through a planar narrow extended slit // *Spectrochimica Acta. Part B*59. 2004. pp. 1049-1069.
- [19] M.J. Bedzyk, G.M. Bommarito, J.S. Schildraut. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Lett.* v62(12). 1989. pp. 1376-1379.
- [20] H.K.V. Lotsch. Reflecting and refraction of a beam of a light at a plane interface // *JOSA.* v58(4). 1968. pp. 551-561.
- [21] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука: М. 1993. 719 с.
- [22] С.И. Желудева, М.В. Ковальчук, Н.Н. Новикова и др. Рентгеновские волновые моды в слоистых структурах // *Кристаллография.* т.40. №1. 1995. стр. 145-158.
- [23] М.В. Ковальчук, С.И. Желудева. Структурно-чувствительная спектроскопия поверхности конденсированных сред и наноструктур с помощью стоячих рентгеновских волн // *Материалы Конференции РСНЭ-97.* т.1. стр. 31-42.
- [24] Э.Вольф, Л. Мандель. Когерентные свойства оптических полей // *УФН.* т87. №3. 1965. стр. 491-520. т.88. №2. 1966. стр. 347-366. т.88. №4. 1966. стр. 619-673.
- [25] М. Франсон, С. Сланский. Когерентность в оптике. Наука:М. 1967. 80 с.
- [26] Я. Перина. Когерентность света. Мир:М. 1974. 367 с.
- [27] L. Mandel, E.Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics.* Cambridge Univ. Press: Cambridge. 1995. 631 p.
- [28] М. Бом. Квантовая теория. Наука:М. 1965. 727 с.
- [29] М. Блохин. Физика рентгеновских лучей. ГИТТЛ:М. 1957. 535 с.
- [30] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Экспериментальные исследования и модель формирования рентгеновских пучков наноразмерного диапазона // *Поверхность (рентг., синхр. и нейтр. исследования).* №12. 2005. стр. 24-46.
- [31] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред.* ГИФМЛ:М. 1959. 532 с.
- [32] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Явление радиационной сверхтекучести рентгеновского излучения и его применение в сфере высоких технологий // *Интеграл.* №4. 2005. стр. 7-11.

- [33] F. Goos, H. Hanchen. Novel and fundamental investigation of total internal reflection // *Ann. der Phys.* v6. #7-8. part 1. 1947. pp. 333-346.
- [34] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Composite X-ray waveguide-resonator as a background for the new generation of the material testing equipment for films on Si substrates // *MRS Proc.* v716. 2002. pp. 189-195.
- [35] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Experimental study of X-ray energy spectrum formed by planar waveguide-resonator with specific element composition reflectors // *Advances of X-ray Analysis.* v49. 2006. pp. 315-321.
- [36] H.P. Klug, L.E. Alexander. X-ray diffraction procedures. Wiley: New York. 1974. 966 p.
- [37] K. Tsuji, F. Delalieux. Characterization of X-rays emerging from between reflector and sample carrier in reflector – assisted TXRF analysis // *X-ray Spectrometry.* v44. 2004. pp. 281-284.
- [38] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. РФА ПВО спектроскопия в условиях формирования возбуждающего пучка рентгеновским волноводом-резонатором // *Поверхность (рент., синхр. и нейтр. исследования).* №7. 2005. стр. 5-12.
- [39] А.Н. Жуковский, Г.А. Пшеничный, А.В. Мейер. Высокочувствительный рентгенофлуоресцентный анализ с полупроводниковыми детекторами. Энергоатомиздат:М. 1991. 161 с.
- [40] A.F. Vyatkin, V.K. Egorov, E.V. Egorov. Study of strain relaxation in epitaxial structure $\text{Ge}_{0.2}\text{Si}_{0.8}/\text{Si}$ at thermo-implantation treatment by ion beam channeling // *Proceeding of MRS.* v585. 2000. pp. 183-189.
- [41] E.P. Bertin. Principles and practice of X-ray spectrometric analysis. Plenum: New York. 1975. 1095 p.

Разработка рентгеновского лазера на основе идеи волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения

Хорошо известно, что явление полного внешнего отражения (ПВО) потока рентгеновских лучей на плоском материальном интерфейсе, открытое во втором десятилетии прошлого века проф. Комптоном [1], индифферентно к излучениям, генерируемым различными типами рентгеновских источников. При отражении потока некогерентного рентгеновского излучения явление ПВО будет характеризоваться двумя основными параметрами – критическим углом полного внешнего отражения и глубиной проникновения этого излучения в материал рефлектора, которая определяется как толщина поверхностного слоя, соответствующая уменьшению интенсивности падающего потока в «e» раз. При рассмотрении модельного случая отражения плоской монохроматической волны появляется дополнительный параметр, характеризующий явление ПВО – значение периода стоячей рентгеновской волны, возникающей вследствие интерференции, падающего и отраженного потоков [2]. В условиях использования реальных источников излучения, и в том числе включая источники рентгеновской радиации, при рассмотрении явления полного отражения потока на интерфейсе появляется еще один параметр, характеризующий явление с точки зрения размера интерференционной зоны стоячей рентгеновской волны. Этот параметр с одной стороны связан со степенью монохроматизации используемого излучения $\Delta\lambda$, характеризующей уровень отклонения энергии квантов в потоке от среднего значения энергии, соответствующей длине волны λ_0 , и формально представляется величиной длины когерентности $L=\lambda_0^2/\Delta\lambda$ [3], а с другой стороны – уровнем пространственной когерентности фотонов, составляющих поток этого излучения [4]. В рамках явления ПВО потока рентгеновских лучей суперпозиция этих параметров позволяет ожидать проявления ряда специфических эффектов, прямым образом зависящих от степени когерентности используемого излучения. Одним из таких эффектов представляется реализация механизма волноводно-резонансного распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения в плоском узком щелевом зазоре, предложенного для

объяснения совокупности особенностей рентготранспортных свойств такого зазора в условиях пропускания излучения $\text{CuK}\alpha$ при его ширине в интервале $20\div 200$ нанометров [5-8]. В тоже время хорошо известно, что в случае использования плоского протяженного щелевого зазора значительной ширины транспорт потока рентгеновских лучей осуществляется в соответствии с механизмом его многократного последовательного полного внешнего отражения на поверхностях параллельно расположенных рефлекторов – механизма, который является базовым для функционирования устройств рентгеновской поликапиллярной оптики [9,10]. Рисунок 1 позволяет представить качественные различия между указанными механизмами.

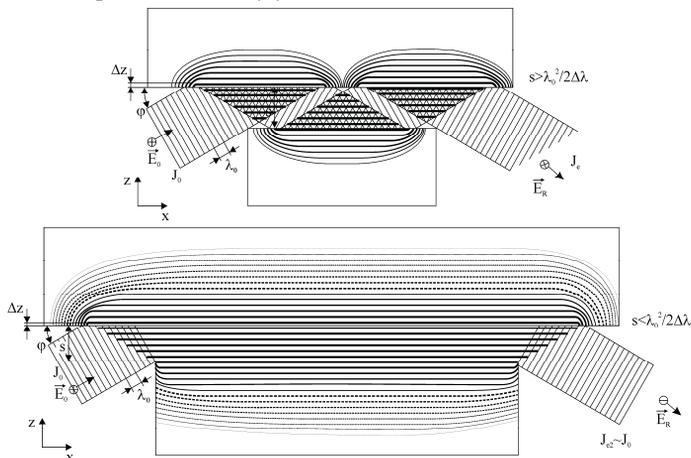


Рисунок 1. Визуальные схемы прохождения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения через узкий протяженный щелевой зазор в соответствии с механизмом многократного ПВО (а) и механизмом волноводно-резонансного распространения (б).

В случае широкощелевой плоской конструкции (рис. 1а) в щелевом пространстве возникает множество интерференционных областей стоячей рентгеновской волны. Как было показано в работе [8], поперечный размер этих областей определяется половиной длины когерентности излучения, транспортируемого щелью. Такой механизм распространения потока сохраняется до тех пор, пока ширина щелевого зазора остается большей величины половины длины когерентности излучения. В случае узких щелевых зазоров, для которых характерно взаимное перекрытие последовательно расположенных интерференционных областей стоячей

рентгеновской волны, имеет место смена механизма распространения радиационного потока. Поскольку в случае узких щелевых зазоров процесс транспортировки потока излучения не зависит от угла его падения на входное окно щелевого зазора, механизм распространения этого потока в условиях узкой щели был назван – механизмом волноводно-резонансного распространения излучения. При этом важнейшим фактором, способствующим возникновению данного механизма, является возбуждение однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем пространстве щелевого зазора и его затухающих компонентов в объемах рефлекторов, образующих щелевой зазор (рис. 1б).



Рисунок 2. Схема распространения потока рентгеновского излучения падающего на поверхность идеального монокристалла под Брегговским углом к внутренней кристаллографической плоскости А. *T* и *R* – потоки плоскополяризованного излучения с взаимно перпендикулярными векторами поляризации.

Весьма сходная картина сопровождает явление аномального распространения рентгеновских лучей в структурах совершенных кристаллов, называемых эффектом Бормана [11]. Внешне этот эффект заключается в том, что при падении малорасходящегося потока неполяризованного рентгеновского излучения на пластину совершенного монокристалла толщиной несколько миллиметров под некоторыми углами к ее поверхности, на обратной стороне этой пластины формируются два поляризованных потока излучения, каждый с интенсивностью около четверти интенсивности исходного потока. При этом сформированные потоки направлены под углом друг к другу, равному удвоенной величине угла между направлением падения исходного потока и нормалью к плоскости пластины (рис. 2). Этот некоторый угол θ_s является углом Брегговского отражения для внутренней кристаллографической плоскости монокристаллической пластины, ориентированной перпендикулярно поверхности кристалла. (В литературе дифрагированные потоки

рентгеновских лучей на внутренних кристаллографических плоскостях называют дифракцией по Лауэ, в честь ученого, впервые представившего самосогласованную теорию эффекта Бормана [12].)

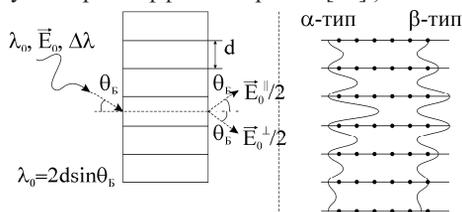


Рисунок 3. Схема визуального представления образования стоячих волн в кристалле при аномальном прохождении через него малорасходящегося потока квазимонохроматического рентгеновского излучения. В толстом кристалле стоячие волны β-типа исчезают.

Из прямых экспериментальных исследований известно, что возникновение интерференционного поля стоячей рентгеновской волны характерно не только для явления полного внешнего отражения. Это поле появляется и в случае Брегговского отражения [13]. Именно на основании предположения о возникновении этого поля в объеме совершенного монокристалла проф. М. Лауэ была создана теория аномального прохождения потока рентгеновского излучения через толстые кристаллы, обладающие высокосовершенной кристаллической структурой. Падающий под углом Брега к внутренней кристаллографической плоскости кристалла (рис. 3), малорасходящийся поток рентгеновского излучения возбуждает в структуре кристалла 4 типа стоячих волн (по два α и β типов для каждого направления поляризации излучения) [14]. Максимумы интенсивности стоячих волн α-типа приходятся на центры межатомных промежутков, в то время как максимумы стоячих волн β-типа располагаются на атомных плоскостях. В результате стоячие волны β-типа испытывают значительное поглощение, а стоячие волны α-типа распространяются вдоль Брегговской плоскости почти без ослабления. При достаточно большой толщине монокристаллической пластины на ее обратной стороне возникают два потока разной поляризации с интенсивностью близкой к ¼ от интенсивности падающего потока. Если падающий поток будет изначально поляризованным с надлежащим подбором плоскости поляризации, то на обратной стороне монокристаллической пластины будет зарегистрирован единственный

поток с интенсивностью вдвое меньшей по сравнению интенсивностью с падающего потока.

Кажется интересным проанализировать ситуацию, которая может возникнуть, если монокристаллическую пластину разрезать параллельно Брегговской плоскости. Частично эта ситуация была исследована экспериментально для случая широких зазоров [15]. При ширине плоского протяженного зазора в несколько миллиметров для излучения $\text{CuK}\alpha$ наблюдалось многократное Брегговское отражение на плоскостях (220) совершенных кристаллов Si и Ge. Такие протяженные монокристаллические щелевые зазоры получили название монокроматоров Бонзе-Харта. Они характеризуются сверхвысокой монохроматизацией излучения и весьма малой угловой расходимостью формируемого потока, но при этом и крайне низкой его интегральной интенсивностью. Другим крайним случаем процедуры разрезания кристалла является отсутствие щелевого зазора и реализация эффекта Бормана, сопровождающаяся образованием интерференционных полей стоячих рентгеновских волн в объеме кристаллической структуры. Поскольку оба крайних случая ширины щелевого зазора характеризуются разными механизмами распространения рентгеновского излучения, имеются все основания предполагать, что как и в условиях явления ПВО в данном случае существует критическая ширина этого зазора, соответствующая смене механизма транспортировки потока от волноводно-резонансного к его многократному Брегговскому отражению. При этом, кажется, совершенно естественным связать величину этого критического размера с параметром длины когерентности транспортируемого излучения. Вполне разумно предположить, что при ширине плоского щелевого разреза между монокристаллическими фрагментами пластины меньшей половины длины когерентности излучения во всем пространстве щели сформируются однородные интерференционные поля стоячей рентгеновской волны для каждого типа поляризации (рис. 4). При этом существенно заметить, что стоячие волны β -типа не будут испытывать ослабления вследствие отсутствия атомных плоскостей в щелевом разрезе. Следовательно, на выходе такой конфигурации можно ожидать появления двух разнополяризованных потоков (в случае отсутствия поляризации у исходного потока) с интенсивностью около половины интенсивности исходного потока каждый с угловой дистанцией между ними около двух

Брегговских углов. При наличии поляризации исходного потока применение Брегговского волновода-резонатора позволяет ожидать разворота потока квазимонохроматического рентгеновского излучения на двойной Брегговский угол от направления распространения исходного потока без потери его интенсивности. Помимо отсутствия ослабления потока, сформированного данным устройством, оно будет характеризоваться и крайне низкой угловой расходимостью.

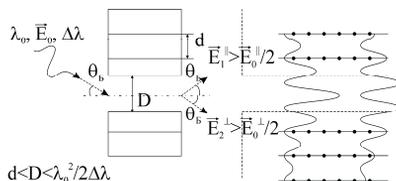


Рисунок 4. Схема визуализации образования стоячих волн в щелевом зазоре и объемах взаимно ориентированных монокристаллических рефлекторов в Брегговском плоском волноводе-резонаторе. Интенсивность выходных потоков с различными векторами поляризации будут больше $I_0/4$, так как стоячие волны β -типа не будут испытывать ослабления в щелевом зазоре.

Сформулированные выше принципиальные соображения по поводу возможности построения Брегговского волновода-резонатора на первый взгляд кажутся легко экспериментально реализуемыми. Однако это, к сожалению, не так. Дело в том, что для реализации этого устройства, во-первых, требуется наличие весьма совершенных монокристаллов, во-вторых, необходима взаимная съюстированность фрагментов монокристаллов, образующих рефлекторы волновода-резонатора, по трем кристаллографическим осям с точностью до нескольких угловых секунд. Далее, требуется проведение высококачественной полировки поверхностей, образующих волноводно-резонансный канал, и, наконец, необходима технология, позволяющая формировать этот канал с неизменной шириной на всем его протяжении. В тоже время разработка технических условий построения надежных Брегговских волноводно-резонаторов позволит сконструировать системы, напоминающие оптические лазерные установки. Дело в том, что уже существующие волноводно-резонансные устройства, функционирующие в рамках явления ПВО, способны разворачивать поток рентгеновского излучения без ослабления лишь в пределах 1° , в то время как Брегговские волноводно-резонаторы будут способны без ослабления разворачивать рентгеновские

потоки на двойной Брегговский угол, т.е. на десятки градусов. Последовательная круговая установка нескольких Брегговских волноводов-резонаторов позволит создать кольцевую радиационно-накопительную систему, принципиально отличающуюся от всех ранее предполагавшихся схем [16-19].

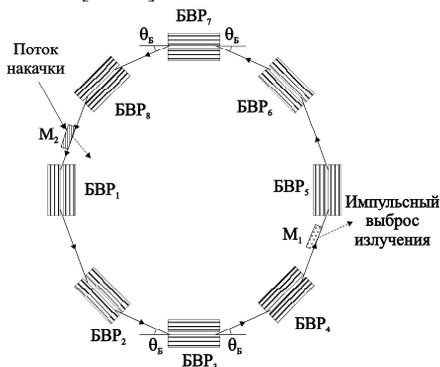


Рисунок 5. Схематический проект настольного накопительного кольца импульсного рентгеновского лазера (разера) на базе самосогласованной системы Брегговских волноводов-резонаторов.

Одна из возможных предполагаемых модельных конструкций накопительного кольца представляется состоящей из восьми Брегговских волноводов-резонаторов и двух зеркал полного внешнего отражения (рис. 5). Одно из зеркал ПВО (M_1) должно выполнять задачу тонкой юстировки потока рентгеновских лучей и иметь микроподвижной механизм для импульсного сброса потока, накопленного в кольцевом радиационном конденсаторе. Второе зеркало ПВО (M_2) помимо решения задач тонкой юстировки призвано решать важную задачу накачки кольцевого накопителя. Если рамки выбора материала для изготовления зеркала M_1 практически неограниченны, то для изготовления зеркала M_2 требуется наличие толстого совершенного монокристалла со специфическим подбором его ориентации относительно плоскости среза, призванного работать в качестве отражателя ПВО. Его ориентация должна позволять выводить поток, инициированный реализацией эффекта Бормана в его кристаллической структуре, точно в том же направлении, что и поток излучения, отраженный в соответствие с явлением ПВО. Кольцо, состоящие из 8 Брегговских волноводов-резонаторов, ориентировано на использование устройств, для которых удвоенный Брегговский угол

близок к 45° . Таким образом, например, для создания кольцевого накопителя под излучение $\text{CoK}\alpha_1$ целесообразно конструировать волновод-резонатор из монокристаллического Al с использованием отражения (111). При необходимости построения накопителя под излучение $\text{CuK}\alpha_1$ наиболее подходящим представляется использование монокристалла Ge с ориентацией (220).

Интенсивность и скважность потока рентгеновского излучения на выходе предполагаемой модели кольцевого накопителя можно попытаться оценить на основе опыта работы с волноводно-резонансными структурами, функционирующими на основе явления полного внешнего отражения (ПВРО). Этот опыт показывает, что используя источник характеристического рентгеновского излучения небольшой мощности ($P=50\div 100$ Вт) в паре с ПВРО можно сформировать малорасходящийся нитевидный поток неполяризованных рентгеновских лучей сечением 10 мм \times 0.1 мкм, угловой расходимостью $\Delta\varphi=0.01^\circ$ и интегральной интенсивностью $I=1\cdot 10^7$ квант/сек. После прохождения Брегговского кристалла-зеркала ПВО интенсивность потока, попадающего в первый Брегговский волновод-резонатор (БВР), составит величину около $2\cdot 10^6$ квант/сек. Так как в качестве источника накачки модельного накопительного кольца используется Бормановский формирователь потока, поляризующий рентгеновское излучение, БВР, составляющие кольцо, не будут терять интенсивность за счет исключения из потока вклада с несоответствующим вектором поляризации. Потери интенсивности, по-видимому, будут возникать за счет некоторой расходимости потока на выходе БВР. По оценкам эти потери для каждого БВР могут составлять до 10%, что для накопителя в целом приблизится к 70%. Таким образом, накачка кольца в течение 1 секунды приведет к увеличению интенсивности на выходе 1го БВР до $2.6\cdot 10^6$ квант. По истечению одной минуты оценочная величина интенсивности на выходе первого БВР $1.4\cdot 10^{16}$ квант. Такая величина потока может оказаться критичной для БВР, составляющих накопительное кольцо, поскольку радиационная плотность в щелевых зазорах Брегговских волноводно-резонаторов будет близка к значению 10^{22} квант/см², что приближается к значению атомной плотности материалов. Следовательно, при мощности источника излучения порядка 100 Вт можно ожидать импульсного выхода

$10^{12} \div 10^{13}$ квантов со скважностью 20÷30 секунд при сечении потока 10 мм \times 0.1 мкм и расходимости на уровне 0.001°.

В настоящее время ведутся экспериментальные исследования по созданию реального Брегговского волновода-резонатора и проектируется создание реального настольного накопительного кольца для импульсного рентгеновского лазера (разера) на базе комплекта БВР.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-08-00952).

Литература

- [1] A.H. Compton. The total reflection of X-ray // *Philos. Mag.* v45. 1923. pp. 1121-1131.
- [2] M. Bedzyk, G. Bommarito. J. Schildkraut. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Lett.* v69. 1989. pp. 1376-1379.
- [3] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука. 1973. 719 стр.
- [4] Л. Мандель, Э. Вольф. Оптическая когерентность и квантовая оптика. М.: Физматлит. 2000. 895 с.
- [5] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar waveguide-resonator: a new device for X-ray optics // *X-ray Spectrometry.* v33. 2004. pp. 360-371.
- [6] В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Явление радиационной сверхтекучести рентгеновского излучения и его применение в сфере высоких технологий // *Интеграл.* №4 (24). 2005. С. 7-11.
- [7] Е.В. Егоров, В.К. Егоров. Экспериментальные исследования и модель формирования рентгеновских пучков наноразмерного диапазона // *Поверхность (рент. синх. и нейтр. исследования).* №12. 2005. С. 24-46.
- [8] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Background of X-ray nanophotonics based on the planar air waveguide-resonator // *X-ray Spectrometry.* v36. 2007. pp. 381-397.
- [9] M. Kumakhov, F. Komarov. Multiple reflection from surface X-ray optics // *Phys. Rep.* v191. 1990. pp. 289-352.
- [10] L. Vincze, K. Janssens, F. Adams, A. Ridby. Detail ray-tracing code for capillary optics // *X-ray Spectrometry.* #24. 1995. pp. 27-37.
- [11] G. Borrmann. Die Absorption der Rontgenstrahlen im fall der interferens // *Z. Physik.* v127. 1950. pp. 297-323.

- [12] M. Laue. Die Energiestromung bei Röntgenstrahlinterferenzen in Kristallen // Acta Cryst. v5. 1952. pp. 619-625.
- [13] B.W. Batterman. Dynamical diffraction of X-rays by perfect crystals // Rev. Mod. Phys. v36(3). 1964. pp. 681-717.
- [14] В.И. Иверова, Г.П. Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: МГУ. 1978.
- [15] U. Bonse, M. Hart. Tailless X-ray single-crystal reflection curves obtained by multiple reflection // Appl. Phys. Let. v7(9). 1965. pp. 238-240.
- [16] В.А. Бушуев, Р.Н. Кузьмин. Лазеры рентгеновского диапазона длин волн // УФН. №114 (4). 1974. С. 678-686.
- [17] W.A. Denne. High-flux microresonators for X-ray and gamma-ray lasers // Acta Cryst. A34. 1978. pp. 1028-1029.
- [18] P. Kalman. Tunable X-ray laser // Phys. Rev. A49. 1994. pp. 620-621.
- [19] X-ray free electron laser application / ed. G. Materlik. Hamburg: DESY. 1996. 246 p.

Использование наноразмерных пленочных покрытий для построения плоских рентгеновских волноводов-резонаторов

Открытие явления волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновского излучения оказалось результатом предложения новой модели взаимодействия этих потоков с материальным интерфейсом, которая, в отличие от стандартной используемой модели, более scrupulously учитывает реальные параметры жесткой электромагнитной радиации. В стандартной модели поток рентгеновского излучения представляется непрерывным волновым полем, в котором фигурируют два параметра – длина волны и ее амплитуда [1,2]. Однако такой подход игнорирует важный аспект реального излучения – его корпускулярность. С учетом фактора корпускулярности рентгеновский пучок может рассматриваться как поток рентгенооптических квантов (фотонов). В этом случае помимо средней длины излучения и амплитуды волнового поля возникают еще два параметра, характеризующие степень монохроматичности этого излучения, определяемую параметром $\Delta\lambda$, и продольный размер фотона, характеристикой которого является длина когерентности излучения $L=\lambda_0^2/\Delta\lambda$ [3,4]. В условиях рассмотрения явления полного внешнего отражения (ПВО) потока рентгеновского излучения на плоском материальном интерфейсе стандартная и новая концепции приводят к отличающимся результатам. Стандартная концепция предполагает образование области интерференции падающего и отраженного потоков неограниченного размера, в то время как новая модель ограничивает размер этой области фактором половины длины когерентности квазимонохроматического излучения. Прямые эксперименты подтвердили справедливость новой модели [5]. Наличие такого подтверждения дало основание полагать, что поток рентгеновского излучения может транспортироваться плоскими капиллярными структурами не только по механизму многократного ПВО. Режим многократного полного внешнего отражения в плоских капиллярных структурах имеет место, когда ширина щелевого зазора существенно превышает значение половины длины когерентности транспортируемой квазимонохроматической радиации (рис. 1а). В то же время вполне разумно предположить, что ситуация в корне изменится, если ширина

щелевого зазора станет меньше половины длины когерентности этого излучения. В этом случае локальные интерференционные поля стоячей рентгеновской волны испытают взаимное перекрытие с образованием однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем пространстве щелевого зазора плоского рентгеновода (рис. 1б). Столь кардинальное преобразование интерференционной картины внутри щелевого зазора с необходимостью должно приводить к смене механизма транспортировки рентгеновского потока.

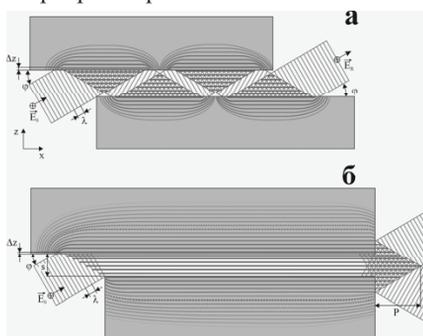


Рисунок 1. Схемы формирования локальных областей интерференционного поля стоячей волны в широкощелевом плоском рентгеноводе (а) и области однородного интерференционного поля в щелевом зазоре волновода-резонатора (б). λ – длина волны излучения, s – ширина зазора, Δz – глубина проникновения излучения (глубина, на которой интенсивность излучения ослабляется в 2.7 раза), φ – угол падения потока, P – размер области выпячивания интерференционного поля из зазора.

Для постановки экспериментальных исследований, способных подтвердить или опровергнуть следствия предлагаемой модели, было необходимо оценить параметры рентгеновского излучения $\text{CuK}\alpha_1$, генерируемого стандартной рентгеновской трубкой (БСВ-24 (Cu)). Данное излучение характеризуется длиной волны $\lambda=0.154$ нм, $\Delta\lambda=0.44\cdot 10^{-4}$ нм, $L=540$ нм (для $\text{CuK}\alpha_2$: $\lambda=0.1544$ нм, $\Delta\lambda=0.62\cdot 10^{-4}$ нм, $L=386$ нм) [6]. Следовательно для экспериментальной проверки следствий этой модели, используя излучение $\text{CuK}\alpha$, было необходимо изготовить набор плоских щелевых зазоров с шириной, варьируемой вокруг значения $L/2$, т.е.

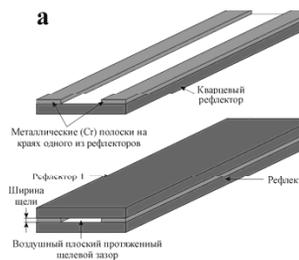


Рисунок 2. Кварцевый рефлектор с напыленными на края металлическими полосками (а). Плоский протяженный рентгеновод в сборе (б).

величиной около 250 нм. Если плоские протяженные щелевые зазоры микронной ширины возможно изготовить путем использования прокладок между плоскими диэлектрическими рефлекторами, вырезанных из металлической фольги соответствующей толщины, то наноразмерные щелевые зазоры могут быть созданы лишь путем вакуумного напыления полосок необходимой толщины на края одного из рефлекторов пары, образующей плоский протяженный рентгеноводный канал. На рисунке 2 показано схематическое изображение такого рентгеновода.

Нанесение полосок в наших исследованиях осуществлялось на установке Leybold LG L-560 методом электронно-лучевого напыления. Поскольку вариация толщины покрытий вдоль кварцевых рефлекторов длиной 100 мм не должна была превышать 1%, расстояние от распыляемой хромовой мишени до положения рефлекторов в технологической камере установки составляло 1 метр. Точная диагностика толщины полученных пленок осуществлялась методом резерфордского обратного рассеяния на ионопучковом аналитическом комплексе Сокол-3. Дополнительно ширина щелевых зазоров, полученных после сборки рефлекторных пар, тестировалась методом нарушенного полного внутреннего отражения оптического излучения.

Экспериментальные исследования параметров пучков рентгеновского излучения $\text{CuK}\alpha$, сформированных набором плоских кварцевых рентгеноводов с шириной щелевого зазора, варьировавшего в размерной области 20 нм – 100 мкм, показали, что интервал размеров этого зазора 20-250 нм характеризуется очевидной аномалией, которой может быть объяснена реализацией специфического механизма распространения потока характеристического рентгеновского излучения, названного волноводно-резонансным механизмом.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты №12-08-00315 и 13-07-00782).

Литература

1. М.А. Блохин. Физика рентгеновских лучей. ГИТТЛ: М. 1957. 518 стр.
2. Г.В. Павлинский. Основы физики рентгеновского излучения. Физматлит: М. 2007. 240 стр.
3. М. Борн, Е. Вольф. Основы оптики. Наука: М. 1973. 719 стр.

4. L. Mandel, E. Wolf. Optical coherence and quantum optics. Cambridge Uni. Press: Cambridge. 1995. 837 p.
5. M. Bedzyk, G. Bommarito, J. Schildkraut. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // Phys. Rev. Let., v69, 1989, pp. 1376-1379.
6. М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. Рентгеноспектральный справочник. Наука: М. 1982. 376 стр.

Физика и направления научно-технического применения плоских рентгеновских волноводов-резонаторов

Хорошо известно, что уровень достижений материаловедения и технологий обработки материалов в значительной степени определяется развитием методов аналитической диагностики структуры, элементного и фазового состава материалов. При этом наибольшая эффективность такой диагностики достигается при использовании рентгеновских методов. По этой причине технологический прогресс оказывается зависимым от уровня развития рентгеновской аналитики, а также от степени повышения эффективности источников рентгеновского излучения и совершенствования рентгенооптических систем.

Прорыв в развитии рентгеноизлучающих устройств возник в результате создания синхротронных источников излучения, позволивших на несколько порядков увеличить интегральную интенсивность рентгеновских потоков и предоставить возможность варьирования энергии монохроматического излучения в широком энергетическом интервале [1]. В то же время использование синхротронов весьма дорого, а достигаемые на них результаты часто не могут быть адаптированы к лабораторной практике. Существенные успехи в развитии рентгеновской оптики оказались связанными с разработкой поликапилярных устройств [2]. Поликапилярная оптика продемонстрировала высокую эффективность в области применения рентгеновских пучков микронных сечений. В то же время для эффективной работы в наноразмерной области эта оптика непригодна. Дальнейшее развитие рентгеновской оптики в этой размерной области, будет определяться развитием и совершенствованием плоских рентгеновских волноводов-резонаторов (ПРВР), функционирующих в рамках волноводно-резонансного механизма распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения [3]. В основе волноводно-резонансного механизма лежит явление полного внешнего отражения потока рентгеновских лучей на материальной подложке.

Особенности явления полного внешнего отражения

Исследования Комптона показали, что при падении потока рентгеновских лучей на плоский материальный интерфейс под углами

скольжения ($\theta \sim 0.1^\circ$) происходит почти полное отражение этого потока, названное им полным внешним отражением [4]. Явление ПВО характеризуется образованием интерференционного поля стоячей рентгеновской волны вследствие интерференционного взаимодействия падающего и отраженного потоков (рис. 1). Размер интерференционного поля с одной стороны определяется геометрическими параметрами падающего потока, а с другой – фундаментальным радиационным параметром – длиной когерентности выбранного излучения $L = \lambda_0^2 / \Delta\lambda$, где λ_0 – является средней длиной волны этого излучения, а $\Delta\lambda$ – представляет собой фактор степени его монохроматичности [5]. Поскольку геометрические размеры потока, как правило, существенно превышают величину длины когерентности, этот фактор в рассмотрение не принимается. Параметр длины когерентности определяет размеры области интерференции над интерфейсом. В то же время при отражении потока рентгеновского излучения объем материала интерфейса возбуждается целиком, но при этом амплитуда интерференционного поля экспоненциально убывает, по мере удаления от области падения первичного потока.

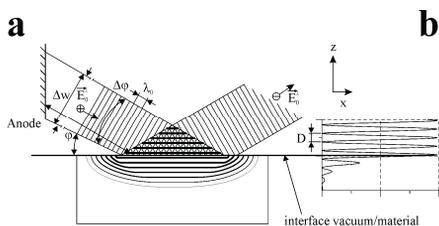


Рисунок 1. Схема возникновения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны при взаимодействии потока рентгеновских лучей с материальной интерфейсом в условиях ПВО, λ_0 – средняя длина волны, D – период стоячей волны.

При рассмотрении явления ПВО в протяженном плоском щелевом зазоре могут быть реализованы две принципиально отличающиеся ситуации (рис. 2). Если расстояние между рефлекторами существенно превышает величину параметра длины когерентности транспортируемого излучения, реализуется последовательное многократное полное внешнее отражение потока рентгеновских лучей на внутренних поверхностях рефлекторов, образующих щелевой зазор. При этом формируется множество локальных областей интерференционного поля стоячей рентгеновской волны. В условиях стационарного потока возникшие

интерференционные области являются источниками перевозбуждения объемов материала рефлекторов, что предопределяет лишь прохождение потоков, сфазированно возбуждающих эти объемы, т.е. возникновение дискретной модовой структуры транспортируемого потока.

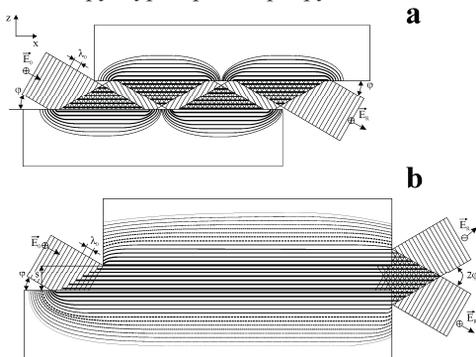


Рисунок 2. Схемы моделирующие прохождение потока рентгеновского излучения через широкую (а) и узкую (б) плоские протяженные щелевые зазоры.

При уменьшении расстояния между рефлекторами ниже величины длины когерентности (точнее половины длины когерентности [6]) явление ПВО приобретает новые очертания. В этом случае наблюдается взаимное наложение локальных интерференционных областей с образованием однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем пространстве щелевого зазора и объемах материала образующих его рефлекторов (рис. 2б). В этом случае ожидается, что модовая структура будет непрерывной, а ослабление интенсивности транспортируемого потока будет минимальным. Интересной особенностью транспортировки радиационного потока узким щелевым зазором является ожидаемый эффект «выпячивания» интерференционного поля из щелевого зазора.

Ожидаемое разграничение на узкие и широкие щелевые зазоры напрямую связано со значением половины величины параметра длины когерентности характеристических рентгеновских излучений, генерируемых рентгеновскими трубками. Например, для излучения $\text{CuK}\alpha\beta$ это значение составляет 190 нм [7].

Экспериментальное изучение радиационного потока формируемого щелевым зазором

Исследования влияния ширины протяженного щелевого зазора на параметры формируемого им потока рентгеновского излучения были

выполнены с использованием кварцевых полированных рефлекторов длиной 100 мм. В качестве характеристического (квазимонохроматического) рентгеновского излучения использовалось $\text{CuK}\alpha\beta$. Экспериментальные измерения выполнялись на горизонтальном дифрактометре HZG-4 со стандартной системой регистрации. Главной задачей исследований рассматривалось изучение пространственного распределения интенсивности в потоке излучения $\text{CuK}\alpha\beta$, сформированном плоским протяженным щелевым зазором, образованным кварцевыми рефлекторами в размерном интервале изменения его ширины от 0.02 до 100 мкм. Технологические особенности изготовления плоских протяженных рентгеновдных структур, а также технические вопросы их включения в рентгенооптическую схему гониометра описаны в работе [8].

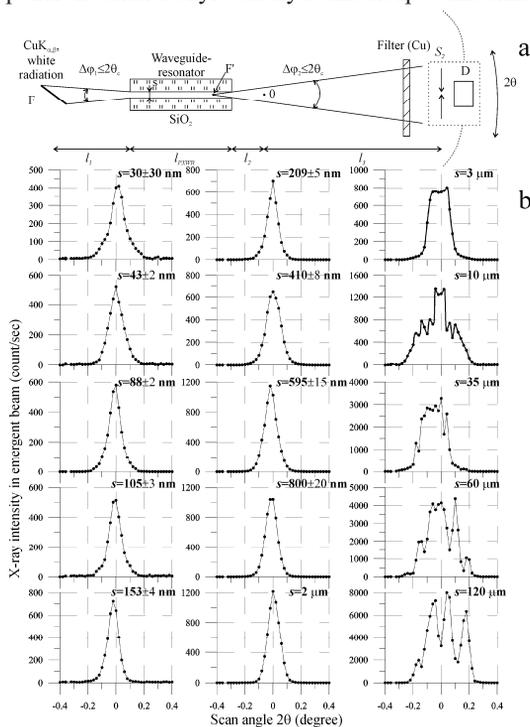


Рисунок 3. Экспериментальная схема для изучения пространственного распределения интенсивности в пучках, сформированных плоскими протяженными щелевыми зазорами (а) и экспериментально полученные распределения $\text{CuK}\alpha$ в потоках, сформированных щелевыми зазорами разной ширины (б).

На рисунке 3а показана схема измерения пространственного распределения интенсивности в потоке, сформированном плоским протяженным рентгеноводом. На рисунке 3б представлены пространственные распределения интенсивности $\text{CuK}\alpha\beta$, экспериментально полученные для потоков, сформированных кварцевыми рентгеноводами при различных значениях ширины протяженного щелевого зазора. Для размерного интервала $s \leq 2$ мкм пространственная гистограмма характеризуется однокомпонентным распределением интенсивности. Для более широких щелевых зазоров это распределение становится многокомпонентным. При минимальных юстировочных подвижках кварцевого рентгеновода в показанной на рисунке 3а рентгенооптической схеме положение центра тяжести однокомпонентных распределений не менялось, хотя в небольших пределах варьировали полуширина и интегральная интенсивность. Подобные подвижки в случае тестирования широкощелевых рентгеноводов также не приводили к изменению положения компонентов распределений, однако при этом резко варьировали их относительные интенсивности. Общее число компонентов оказалось равным шести.

Перед проведением указанных измерений с помощью сверхузой обрезающей щели ($s=6$ мкм) было детально протестировано распределение интенсивности, характерное для выбранного источника излучения (БСВ-24 (Cu)). Оказалось, что используемый источник является двухфокусным с шириной фокусов $F_1=F_2=0.4$ мм и расстоянием между ними $P(F_1;F_2)=0.8$ мм.

Кроме диагностики зависимости формы распределения интенсивности от ширины протяженного щелевого зазора представляло интерес также изучение подобной зависимости для интегральной интенсивности формируемого потока. На рисунке 4 представлена эта зависимость в полулогарифмическом масштабе. На врезке эта же функция показана в логарифмическом масштабе. Интерполяция полученной зависимости, приведенной в полулогарифмическом масштабе, показывает, что уменьшение ширины щелевого зазора не предполагает снижение интегральной интенсивности сформированного потока до нулевого значения. Рассмотрение ее же в логарифмическом масштабе позволяет предположить наличие трех размерных интервалов, характеризующихся

различными механизмами распространения потока рентгеновского излучения в плоских протяженных щелевых зазорах.

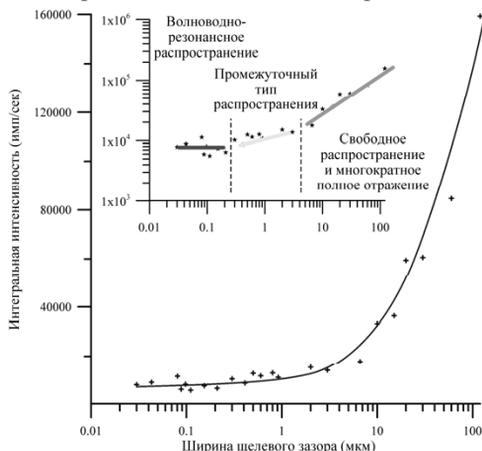


Рисунок 4. Экспериментально полученная зависимость интегральной интенсивности излучения $\text{CuK}\alpha\beta$ в потоке, сформированном протяженными щелевыми зазорами в зависимости от их ширины. Зависимость показана в полулогарифмическом масштабе. На врезке показана та же зависимость в логарифмическом масштабе, на которой ясно прослеживаются три области с предположительно различными типами распространения рентгеновских лучей.

Механизмы распространения потока рентгеновского излучения

Интерпретация результатов, характеризующих транспортировку потока характеристического рентгеновского излучения широкощелевыми рентгеноводными структурами ($s > 3$ мкм) представляется достаточно очевидной. В этом размерном интервале эффективно функционируют рентгеновские моно и поликапилляры, в которых распространение потоков рентгеновских лучей описывается механизмом многократного полного внешнего отражения [9,10]. Вследствие сравнимости ширины фокуса источника и размеров щелевых зазоров, соответствующих обсуждаемому размерному интервалу, здесь имеет место и свободное распространение потока рентгеновских лучей. Поскольку, как это было указано выше, источник рентгеновского излучения представлял собой двуфокусную структуру, в потоке, сформированном широкощелевым формирователем, возможно появление парциальных вкладов, соответствующих потокам свободного распространения, генерируемых обоими фокальными излучателями. Кроме того, возможно появление парциальных вкладов,

возникших в результате ПВО рентгеновского излучения на каждом рефлекторе от каждого фокального излучателя. В итоге поток рентгеновских лучей, формируемый широкощелевым плоским протяженным зазором, может характеризоваться шестью независимыми парциальными компонентами, которые действительно наблюдаются экспериментально.

С другой стороны, узкощелевые плоские протяженные зазоры формируют однокомпонентное пространственное распределение интенсивности характеристического излучения $\text{CuK}\alpha\beta$, несмотря на то, что используемый рентгеновский источник является двуфокусной структурой. Еще более странным, если предполагать существование только механизмов свободного распространения потоков рентгеновского излучения и их многократного ПВО, является экспериментально наблюдаемый факт постоянства интегральной интенсивности в наноразмерном интервале варьирования ширины щелевого зазора (рис. 4). Более того, как механизм свободного распространения потоков рентгеновских лучей, так и механизм их многократного ПВО, предполагают, что при уменьшении ширины щелевого зазора интегральная интенсивность формируемого потока должна стремиться к нулю. Вследствие наличия этого и ряда других очевидных несоответствий нами была выдвинута гипотеза о существовании отличного от известных механизма распространения потока рентгеновских лучей, характерного для пустот и зазоров наноразмерной ширины. При этом сопоставление полученных экспериментальных данных с модельными следствиями явления ПВО, рассмотренными выше, показало, что верхняя граница области щелевых зазоров, формирующих поток с неменяющейся интегральной интенсивностью $\text{CuK}\alpha\beta$, соответствует значению половины длины когерентности этого характеристического излучения. Таким образом, представилось вполне естественным рассматривать новый механизм непосредственно связанным с образованием однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем пространстве протяженного щелевого зазора и объемах материала рефлекторов, образующих этот зазор. Поскольку явление возникновения однородного интерференционного поля для данного размерного интервала не зависит от угла падения потока излучения на вход щелевой структуры (при условии не превышения значения критического угла ПВО для

материала рефлектора) механизм получил название механизма волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения, а устройства, функционирующие в рамках этого механизма были названы плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами ПРВР [11]. При этом важнейшими свойствами ПРВР следует считать наноразмерность ширины формируемых им нитевидных потоков, резкое повышение радиационной плотности, а также крайне низкое ослабление потоков излучения в процессе их транспортировки [12]. Эти свойства являются определяющими при оценки практической значимости рентгеновских волноводно-резонансных устройств. Они могут быть успешно использованы для дифрактометрии наноразмерных структур [13]. Наноразмерность и повышенная радиационная плотность формируемых ими потоков позволяет надеяться на возможность их применения в рентгеновской литографии. При формировании потоков жесткой рентгеновской радиации с использованием излучений $W\text{K}\alpha$, $\text{PtK}\alpha$, $\text{U}\text{K}\alpha$ волноводы-резонаторы имеют широкие перспективы для нанодетектоскопии материалов. Они могут быть использованы в медицине для локального воздействия на пораженные зоны. В перспективе они найдут широкое применение в технологиях двойного назначения. В то же время ПРВР оказались весьма востребованными уже сегодня в качестве крайне эффективных формирователей потоков возбуждения в методе рентгенофлуоресцентной спектрометрии в условиях полного внешнего отражения потока возбуждения на диагностируемой поверхности, применяемой при диагностике сверхнизкого следового содержания примесных элементов в тонких поверхностных слоях материалов и сухих остатков жидкостей [14].

РФА ПВО спектрометрия с волноводами-резонаторами

Важнейшей проблемой диагностики элементного следового загрязнения планарных наноразмерных слоев в тонкопленочной и многослойной технологии является достижение ее высокой послылой эффективности. Использование резерфордовского обратного рассеяния (РОР) потоков ионов He^+ и H^+ с энергией 1-2 МэВ является эффективным методом такой диагностики с разрешением по глубине 2-10 нм [15]. Однако, этот метод не может быть использован для определения следовых содержаний примесных атомов, поскольку ограничен пределами

обнаружения на уровне 0.1% ат. [16]. Методы ОЖЕ и масс-спектрометрии для этих целей также недостаточно пригодны, в первую очередь, вследствие того, что они ориентированы на диагностику по глубине с использованием распылительных технологий, приводящих к деструкции и возможному перемешиванию [17,18]. Кроме того, ОЖЕ спектрометрия также характеризуется невысокими пределами обнаружения [19]. В то же время использование метода масс-спектрометрии позволяет проведение элементного следового анализа, хотя его выполнение на количественном уровне характеризуется наличием целого ряда проблем и ограничений [20]. Поэтому представляется актуальным, особенно для элементной следовой диагностики наноразмерных планарных объектов, обратить внимание на одну из разновидностей рентгенофлуоресцентного анализа материалов, выполняемую при полном внешнем отражении потока рентгеновского возбуждения на поверхности исследуемого объекта – РФА ПВО [14].

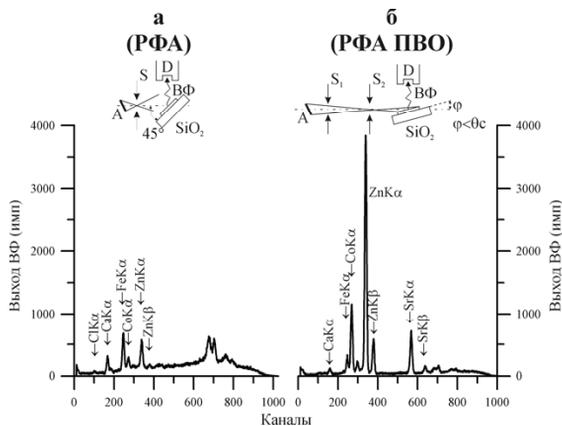


Рисунок 5. Спектры выхода рентгеновской флуоресценции для сухого остатка водного раствора объемом 30 мкл, содержавшего 100 мг/л атомов Zn, 20 мг/л атомов Co и 10 мг/л атомов Sr, на кварцевой подложке, полученные в условиях стандартной (а) и РФА ПВО (б) геометрии при одинаковых режимах работы источника. Цена канала 26 эВ/канал.

Главной особенностью этого метода, помимо отсутствия деструкции исследуемого материала, является крайне малая глубина проникновения возбуждающего излучения в его объем. Эта глубина, как правило, не превышает 3-5 нанометров, что, в свою очередь, обуславливает весьма низкий уровень фона и отсутствие необходимости в ведении матричных

поправок при обработке получаемой спектральной информации [21]. Рисунок 5 иллюстрирует высокую эффективность этого метода для элементного анализа тонких приповерхностных слоев. На рисунке представлены РФА и РФА ПВО спектры для одного и того же объекта (сухого остатка калиброванного водного раствора – пленки толщиной менее 100 нм на кварцевой полированной подложке), полученные в одинаковых условиях функционирования источника излучения и системы детектирования. Сравнение спектров показывает высокую эффективность РФА ПВО измерений для элементной диагностики поверхности материалов. Низкий уровень фона позволяет существенно (на 1.5-2 порядка) снизить пределы обнаружения примесных элементов в приповерхностных слоях изучаемых объектов в сравнении с применением РФА в стандартной геометрии, позволяя диагностировать их следовые содержания.

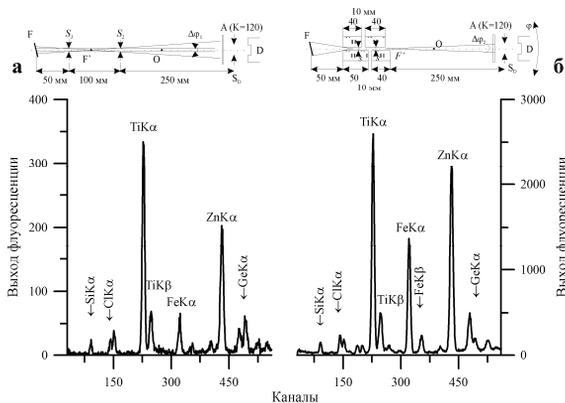


Рисунок 6. Геометрия измерений и РФА ПВО спектры пленки Ti_2Zn на Si подложке, зарегистрированные в положении «O» формировании потока возбуждения системой двух обрезаящих щелей с щелевыми зазорами $s_1=s_2=6$ мкм (а) и составным ПРВР с шириной формирующего щелевого зазора $s=0.08$ мкм (б). Режим работы источника БСВ-24 (Мо) $U=25$ кэВ, $I=10$ мА, $\tau=300$ сек. $\Delta\phi_1>\Delta\phi_2$. А – ослабитель ($K=120$) для $MoK\alpha$.

Важнейшим техническим фактором, определяющим высокую эффективность РФА ПВО спектрометрии, является радиационная плотность потока возбуждения, поскольку геометрия метода не допускает возбуждения слоев материала, находящихся за пределами толщины слоя, соответствующего полному внешнему отражению потока возбуждения на

поверхности. Поэтому дальнейшее повышение эффективности этого диагностического метода может осуществляться либо за счет примитивного увеличения мощности источника излучения, либо путем совершенствования формирователя потока возбуждения. Наши исследования, проводимые в рамках второго направления, позволили построить формирователь потока возбуждения в РФА ПВО спектрометре на базе плоского рентгеновского волновода-резонатора (ПРВР) [11]. Это устройство формирует нитевидные рентгеновские потоки наноразмерной ширины, повышенной радиационной плотности и относительно малой угловой расходимости [12]. В то же время расходимость потока, формируемого ПРВР простейшей конструкции, оказывается большей, в сравнении с расходимостью потока рентгеновских лучей на выходе системы, состоящей из двух последовательно установленных обрезывающих щелей. Использование идеи построения составного волновода-резонатора, позволяющего снизить угловую расходимость формируемого потока без уменьшения его интегральной интенсивности [22], позволило построить формирователь оригинальной конструкции, который оказался существенно эффективнее двущелевой формирующей структуры. Сравнение РФА ПВО спектров, полученных для пленочной структуры Ti_2Zn/Si с использованием двущелевого и оригинального составного волноводно-резонансного формирователей, приведенных на рисунке 6, с очевидностью доказывают эффективность применения ПРВР специальных конструкций для РФА ПВО измерений. В этом случае достигаются пределы обнаружения содержаний примесей на уровне 10^{-13} г. В целом РФА ПВО диагностика следовых содержаний элементов в планарных технологических структурах с использованием ПРВР различных конфигураций представляется базовой для современной и будущей планарной твердотельной аналитики, а также технологий, опирающихся на следовую элементную диагностику жидкостей и растворов.

Работа частично финансировалась РФФИ (гранты №12-08-00315, 13-07-00782).

Литература

- [1] Г.В. Фетисов, Синхротронное излучение, методы исследования структуры веществ. М.: Физматлит. 2007. 672 стр.

- [2] M.A. Kumakhov, F.F. Komarov, Multiple reflection of surface X-ray optics // *Phys. Re.*, v191, 1990, pp. 289-350.
- [3] V.K. Egorov, E.V. Egorov, The experimental background and the model description for the waveguide-resonance propagation of X-ray radiation through a planar narrow extended slit, *Review // Spectrochimica Acta*. B59. 2004. pp. 1049-1069.
- [4] A.H. Compton. The total reflection of X-ray // *Philos. Mag.* v45. 1923. pp. 1121-1131.
- [5] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука. 1973. 808 стр.
- [6] M. Bedzyk, G. Bommarito, J. Schildkraut. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Let.* v69. 1989. pp. 1376-1379.
- [7] Л.И. Миркин. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М.: Физматгиз. 1961. 752 стр.
- [8] В.К. Егоров, Е.В. Егоров, Технологические аспекты построения плоского рентгеновского волновода-резонатора // *Поверхность (рент., синхр, нейтр. исследования)*, №10, 2013, стр. 8-18.
- [9] M.A. Kumakhov. Status of polycapillary optics and perspectives // *Proc. SPIE*. v4765. 2002. pp. 20-25.
- [10] N. Gao, K. Janssens. Polycapillaries X-ray optics / Eds. by K. Tsuji, J. Injuk, R. van Grieken in *X-ray spectrometry: Recent technological advances*. New York: Wiley. 2004. pp. 89-110.
- [11] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar waveguide-resonator: a new device for X-ray optics // *X-ray spectrometry*. v33. 2004. pp. 360-371.
- [12] V.K. Egorov, E.V. Egorov. Planar X-ray waveguide-resonator features // *Trends in applied spectrometry*. v8. 2010. pp. 67-83.
- [13] V.K. Egorov, E.V. Egorov, Application of a planar X-ray waveguide for structure study of thin film coating // *Thin solid films*. v398-399. 2001. pp. 405-412.
- [14] R. Klockenkamper. Total reflection X-ray fluorescence analysis. New York: Wiley. 245 (1997).
- [15] Bird J.R., Williams J.S. Ion beams for material analysis. Sydney: Acad. press. 719 (1989).
- [16] Фельдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок. М.: Мир. 342 (1989).

- [17] Hofman S. Auger and X-ray photoelectron spectroscopy in material science. New York: Springer. 528 (2013).
- [18] Zalm R. Secondary ion mass spectrometry // Vacuum, v45, 753-772 (1994).
- [19] Bubot H., Jennet H. Surface and thin film analysis. Wienheim: Wiley-VCH. 336 (2002).
- [20] Schmidt B., Wetzig K. Ion beam in material processing and analysis. Wien: Springer. 418 (2013).
- [21] Handbook of X-ray spectrometry (2nd edition) / Eds. by Van Grieken R., Macrowicz A. New York: Dekker. 571-614 (2002).
- [22] Egorov V.K., Egorov E.V. Composite X-ray waveguide-resonator as a background for the new generation of the material testing equipment for films on Si substrate // MRS Proceeding, v719, 189-195 (2002).

Рентгенофлуоресцентный анализ в условиях полного внешнего отражения при ионопучковом возбуждении

Рентгенофлуоресцентный анализ материалов в условиях полного внешнего отражения потока возбуждающей рентгеновской радиации на исследуемой поверхности (РФА ПВО) в настоящее время имеет статус наиболее эффективного метода элементного анализа материальных объектов, основанного на регистрации и расшифровке спектров выхода рентгеновской флуоресценции [1]. Важнейшей особенностью метода является его реализация в условиях полного внешнего отражения потока возбуждения, что обеспечивает выход вторичной характеристической рентгенофлуоресценции из поверхностного слоя изучаемого объекта толщиной 3-5 нанометров. Возбуждение столь тонкого слоя материала приводит, с одной стороны, к резкому уменьшению в спектре выхода рентгенофлуоресценции вклада фоновой составляющей, а с другой стороны, к практически полному подавлению взаимного влияния элементов, составляющих возбуждаемый слой. Таким образом, применение метода РФА ПВО позволяет на 1.5-2 порядка снизить пределы обнаружения примесей в материалах в сравнении с данными, полученными в стандартных условиях измерений [2] и исключить из рассмотрения матричные эффекты. В то же время, РФА ПВО спектрометрия в условиях возбуждения выхода вторичной рентгенофлуоресценции потоками рентгеновского или гамма излучения и пучками электронов, как и стандартная РФА спектрометрия, характеризуется определенными трудностями при диагностике легких элементов, для которых характерна низкоэнергетическая характеристическая рентгенофлуоресценция. Этот факт хорошо иллюстрируется рисунком 1, который, например, показывает, что сечение возбуждения флуоресценции линий $YK\alpha$ и $AlK\alpha$ потоком излучения $MoK\alpha$ отличается приблизительно на четыре порядка. Трудности рентгенофлуоресцентной диагностики легких элементов могут быть в значительной степени компенсированы дополнительным применением метода рентгенофлуоресцентного анализа в условиях ионопучкового возбуждения [3]. Механизм ионопучкового возбуждения рентгенофлуоресценции существенно отличается от природы

возбуждения другими методами. Дело в том, что механизм непосредственной ионизации атомов существенно зависит от энергии возбуждающих ионов. Эксперименты показали, что при энергии пучков протонов и ионов гелия порядка 1 МэВ сечения возбуждения рентгенофлуоресценции для легких элементов оказалось много большими в сравнении с тяжелыми атомами [4]. На рисунке 2 приведены экспериментальные данные, отражающие зависимости этого параметра для различных атомов от энергии падающего пучка протонов. Сопоставление сечений возбуждения пучком протонов с энергией 1 МэВ для линий $AlK\alpha$ и $YK\alpha$ показывает, что этот параметр для атомов Al оказывается не менее чем на 3 порядка выше. Таким образом, диагностика легких элементов в материалах в условиях использования ионопучкового возбуждения рентгенофлуоресценции ожидается много более эффективной в сравнении с другими способами ее возбуждения.

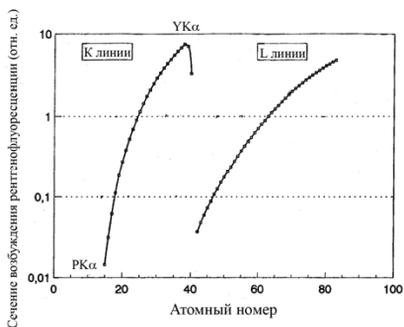


Рисунок 1. Сечения возбуждения выхода характеристических линий $K\alpha$ и $L\alpha$ различных элементов в условиях использования потока возбуждения $MoK\alpha$ [1].

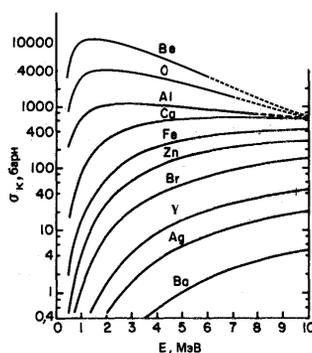


Рисунок 2. Зависимости сечений возбуждения выхода характеристических линий $K\alpha$ различных элементов от энергии возбуждающего пучка протонов [4].

В то же время, в сравнении с методом РФА ПВО, ионопучковый рентгенофлуоресцентный анализ материалов характеризуется определенным отличием. Дело в том, что системы детектирования регистрируют характеристический рентгенофлуоресцентный выход со всего объема материала, соответствующего глубине проникновения ионов. Более того, выход характеристических линий будет соответствовать своей толщине слоя полипоглощения. Этот фактор, помимо необходимости учета матричных эффектов, существенно снижает возможности

количественного элементного анализа методом ионпучковой рентгенофлуоресценции. Избежать влияния матричных эффектов при ионпучковом возбуждении рентгенофлуоресценции является достаточно трудной задачей. В то же время подавление влияния зависимости выхода флуоресценции от толщины слоя полупоглощения характеристических линий не представляется проблемой. Она может быть успешно решена за счет использования в рентгенооптической схеме регистрации выхода рентгенофлуоресценции плоского рентгеновского волновода-резонатора (ПРВР) специальной конструкции, показанной на рисунке 3.

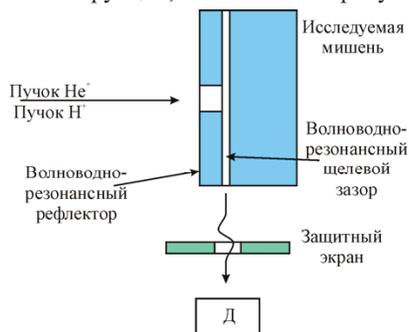


Рисунок 3. Схема регистрации выхода рентгенофлуоресценции из тонкого поверхностного слоя исследуемого материала в условиях ионпучкового возбуждения и применения ПРВР специальной конструкции. Ширина щели ПРВР 150 нм.

В этой схеме волноводно-резонансная структура формируется поверхностью исследуемого материала и полированной поверхностью Ве рефлектора с нанесенными по краям Тi полосками толщиной 0.15 мкм. Для характеристических линий легких элементов получаемая ширина щелевого зазора обеспечивает их волноводно-резонансное распространение. Возбуждающий протонный пучок падает на исследуемый образец через отверстие в Ве рефлекторе. Подобная схема обеспечивает попадание в рентгеновский детектор рентгенофлуоресцентного выхода, соответствующего поверхностному слою исследуемой мишени толщиной 3-5 нм. В получаемом спектре все его линии независимо от длины волны будут соответствовать одной и той же толщине слоя выхода флуоресценции. К сожалению, данная схема не позволяет избавиться от необходимости введения матричных эффектов, от которых избавлена

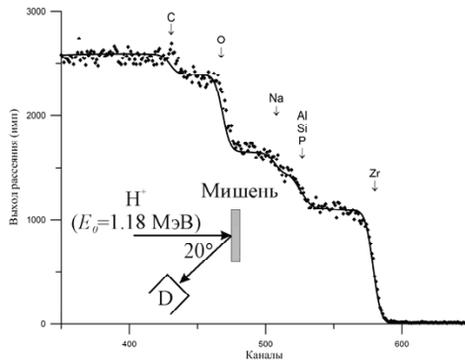


Рисунок 4. Теоретический и экспериментальный спектры РОР H^+ ($E_0=1.18$ МэВ) многоэлементной мишени состава $Na_3Zr_{1.3}Si_{1.9}Al_{0.1}P_1O_{12}C_2$, полученные для угла рассеяния 160° . Стрелками отмечены энергии рассеяния на указанных атомах на поверхности мишени. Энергетическая цена канала 1.9 кэВ.

стандартная схема РФА ПВО измерений. Таким образом, получаемые в предлагаемой схеме РФА ПВО спектры, являющиеся продуктом протонного возбуждения, представляются хорошим подспорьем при аппроксимации спектров резерфордского обратного рассеяния, регистрируемых для образцов, содержащих легкие элементы. Пример такого спектра РОР показан на рисунке 4. Вследствие невысокого разрешения по массам, аппроксимация этого спектра имеет некоторую неопределенность. Для устранения неопределенности для той же самой мишени был получен спектр РФА ПВО в условиях протонного возбуждения с использованием ПРВР специальной конструкции. Он показан на рисунке 5. На спектре присутствуют линии $ZrL\alpha$, $Pk\alpha$, $SiK\alpha$, $AlK\alpha$, $NaK\alpha$ и едва заметный пик $OK\alpha$. Используя качественную информацию, полученную из этого спектра, удалось успешно аппроксимировать спектр РОР этого образца. Следует отметить, что спектр РФА, полученный без использования ПРВР, показал существенно отличающиеся результаты. Предполагается, что сопоставление данных РФА ПВО при ионном возбуждении и РОР измерений позволит предложить объективный метод учета матричного влияния на РФА ПВО спектры.

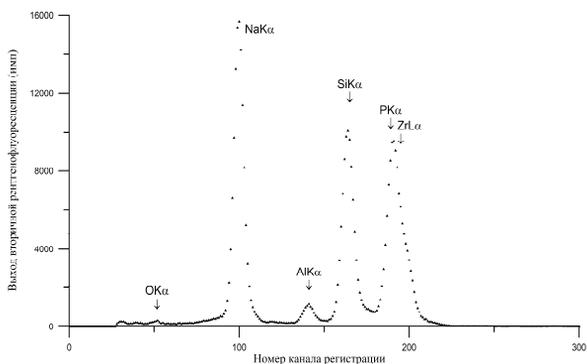


Рисунок 5. РФА ПВО спектр многоэлементной мишени состава $\text{Na}_3\text{Zr}_{1.3}\text{Si}_{1.9}\text{Al}_{0.1}\text{P}_1\text{O}_{12}\text{C}_1$, зарегистрированный в условиях возбуждения пучком протонов и применения ПРВР с зазором 150 нм, SDD детектором с Be окном 8 мкм. Энергетическая цена канала 10.2 эВ.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№13-07-00782 и 15-08-02618).

- [1] R. Klockenkamper. Total reflection X-ray fluorescence analysis, 2nd Edition. New York: Wiley. 2014. 528 p.
- [2] Handbook of X-ray spectrometry (2nd Edition, Revised and Expanded) / Eds. by R. Van Grieken, A.A. Markowicz. New York: Dekker. 2002. 817 p.
- [3] S.A.E. Johanson, J.L. Campbell, K.G. Malqvist. Particle induced X-ray emission spectrometry (PIXE). New York: Wiley. 1995. 451 p.
- [4] T.A. Cahill // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. v30 (1980) pp. 751-762.

О принципиальной возможности управления параметрами потоков характеристической рентгеновской радиации

Проблема управления параметрами потоков излучения различных длин волн становится актуальной, когда возникает необходимость практического использования этих потоков. В случаях длинноволнового излучения решение такой проблемы не вызывает затруднений. Для радиочастотного диапазона разработан целый ряд средств и устройств, позволяющих легко менять длины волн и направления распространения сигнала, модулировать и перестраивать значения несущих частот [38]. При уменьшении длины волны излучения количество средств управления радиационными потоками уменьшается. Однако в оптическом диапазоне длин волн таких средств и возможностей еще оказывается достаточно. Хорошо известны зеркальное и полное внутреннее отражение света, его заметное преломление на границе прозрачных сред с различающимися преломляющими коэффициентами, а также ряд явлений, связанных с вариацией поляризации (эффект Брюстера, эффект Керра, эффект Фарадея и др.) [17]. В то же время в области рентгеновских длин волн (1-0.01 нм) арсенал средств, способных изменять параметры потоков рентгеновского излучения, оказывается весьма ограниченным. Это - Брегговское отражение [30], эффект Боррмана [37] и полное внешнее отражение на плоском полированном материальном интерфейсе [4,5]. При этом следует отметить, что Брегговское отражение и эффект Боррмана характерны только для кристаллических структур, а полное внешнее отражение представляет собой универсальное явление, параметры которого зависят главным образом от плотности материала интерфейса [13]. Следует отметить, что Брегговская дифракция, полное внешнее отражение, а также тот факт, что показатель преломления материальных структур оказался меньше единицы¹⁴ позволили создать целый ряд устройств, способных фокусировать рентгеновское излучение. Это - Френелевские зонные пластины [2], линзы Кумахова [14], а также рентгеновские преломляющие

¹⁴ Обращаем внимание, что введение показателя преломления рентгеновского излучения в материальной среде, как и усредненное значение диэлектрической проницаемости, принципиально некорректно, так как длина волны этого излучения меньше межатомного расстояния [39].

линзы [19]. Кроме того, в арсенале рентгеновской фотоники появилось специфическое устройство, названное плоским рентгеновским волноводом-резонатором [7]. Данное устройство, в основе функционирования которого лежит появление однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, способно концентрировать рентгеновскую радиацию, транспортировать ее почти без ослабления и формировать потоки наноразмерной ширины. Эти, а также целый ряд других устройств являются пассивными элементами рентгеновской фотоники. В какой-то мере активными устройствами могут считаться двойные поворотные монохроматоры, используемые на синхротронах для вариации энергии формируемого квазимонохроматического потока [41], и эффект модуляции рентгеновского потока в результате рассеяния на монокристаллической поверхности, возбуждаемой акустической волной [6]. В данной работе была сделана попытка изучить возможность влияния на параметры рентгеновского потока оптического излучения путем воздействия интерференционного поля стоячей оптической волны на однородное интерференционное поле стоячей рентгеновской волны, возбуждаемое рентгеновским излучением в плоском протяженном щелевом зазоре шириной менее половины длины когерентности излучения этого потока.

Особенности явлений невозмущенного и нарушенного полного внутреннего отражения потока оптического излучения в плоском протяженном щелевом зазоре

Изучение явления полного внутреннего отражения (ПВО) имеет многовековую историю. Характерные особенности этого явления были описаны И. Ньютоном в его монографии "Оптика", вышедшей в 1704 году. Смысл явления, достаточно полно представленного, например, в монографии Р. Дичьберна [31] состоит в том, что при падении потока оптического излучения на интерфейс, разделяющий две среды с разными показателями преломления, со стороны среды с более высоким показателем, имеет место явление полного отражения этого потока вовнутрь этой среды. Это явление наблюдается для углов падения потока оптического излучения $\theta > \theta_k$ (θ_k - критический угол полного внутреннего отражения). Рисунок 1 показывает геометрию прохождения потока в условиях его падения на интерфейс для углов, не превышающих значение

θ_k (а), и углов, превосходящих эту величину (б). В случае идеально прозрачных изотропных сред практически весь поток в геометрии (а) пройдет в оптически менее плотную среду. Во втором случае поток претерпит полное отражение на интерфейсе. При этом в менее плотной среде возникает так называемое "неоднородное" волновое поле [36]. Смысл неоднородности заключается в том, что с одной стороны оно является убывающим, а с другой - оно осциллирует [31]. Решение уравнений Максвелла для условий полного внутреннего отражения показывает, что эти факторы разделены по координатам. Экспериментально факт наличия осцилляций в "неоднородном" волновом поле легко доказывается явлением нарушенного полного внутреннего отражения оптического потока, модельная геометрия которого представлена на рисунке 1в. Нарушенное ПВО наблюдается в случае, когда две среды с высоким значением коэффициента преломления разделены узким зазором, среда которого характеризуется низким значением этого коэффициента. Ширина плоского щелевого зазора "d" определяет фактор разделения исходного оптического потока E_0 на отраженный E_1 и протунелировавший через зазор E_2 [43].

Общепринятое рассмотрение всех трех явлений, графически интерпретированных на рисунке 1, основывается на абсолютной монохроматичности потока оптического излучения и игнорировании факта интерференции падающего и отраженного потоков, в то же время экспериментально обнаруженного для зеркального отражения света [21]. Он же характерен и для явлений невозмущенного и нарушенного полного внутреннего отражения [18]. Учет наличия интерференционного фактора заставил М. Милошевича ввести ряд уточнений в описание особенностей этих явлений. В то же время введение интерференционного фактора требует некоторого уточнения и в исходной парадигме. Дело в том, что при рассмотрении размера интерференционного поля появляется параметр степени монохроматичности излучения. Для абсолютно монохроматического потока степень монохроматичности равна нулю и размер поля интерференции становится бесконечным, что экспериментально не подтверждается. При рассмотрении потоков электромагнитного излучения важно иметь ввиду, что любой их тип, рожденный в результате релаксации возбужденных состояний зонных, атомных или ядерных уровней, а также выделенных с помощью

монохроматизации из непрерывного континуума, всегда характеризуется средней длиной волны λ_0 , степенью монохроматизации $\Delta\lambda$ и параметром длины когерентности $L=\lambda_0^2/\Delta\lambda$, который фактически характеризует продольный размер каждого фотона, составляющего поток излучения [27]. В этом случае размеры интерференционного поля будут ограничены величиной параметра длины когерентности излучения.

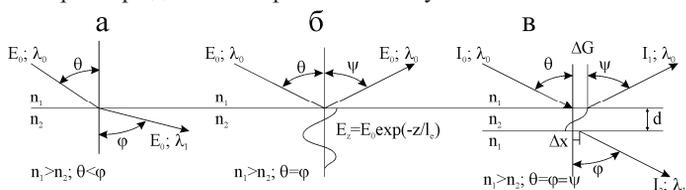


Рисунок 1. Геометрия прохождения потока оптического излучения из среды с показателем преломления n_1 в среду с n_2 ($n_1 > n_2$) в области углов $\theta < \theta_k$ – критического угла полного внутреннего отражения (а); геометрия прохождения этого потока в условиях ПВО ($\theta > \theta_k$) (б); геометрия прохождения этого потока в условиях нарушенного ПВО ($\theta > \theta_k$, $d < \lambda_0$) (в), Δx – сдвиг потока после преодоления щелевого зазора, l_c – глубина уменьшения поля в е раз.

Еще одним важным фактором, который необходимо учитывать при рассмотрении явления ПВО оптического излучения, является смещение отраженного потока относительно падающего на некоторую экспериментально измеряемую величину, получившее название "сдвиг Гуса-Хансен" [11,28]. Теоретическое рассмотрение показало, что его наличие следует из детального анализа решений уравнений Максвелла, описывающих явление полного внутреннего отражения [29]. В то же время оценки показывают, что величина сдвига Гуса-Хансен существенно меньше длины когерентности оптического излучения, как лазерной, так и не лазерной природы. С учетом указанных факторов можно рассмотреть распространение квазимонохроматического оптического потока в оптической системе, эквивалентной сборке плоского рентгеновского волновода-резонатора [34], фрагмент которой вместе с четвертьцилиндрической призмой показан на рисунке 2.

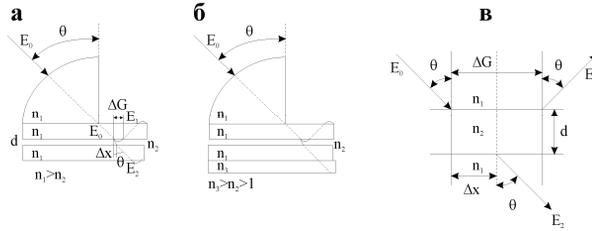


Рисунок 2. Фрагмент рефлекторной сборки плоского рентгеновского волновода-резонатора с четверть-цилиндрической призмой для ввода потока оптического излучения в один из его рефлекторов. Показана геометрия нарушенного полного внутреннего отражения ($\theta > \theta_c$) для тунелирования потока через плоский щелевой зазор шириной d . ΔG – сдвиг Гуса-Хансен [11], Δx – сдвиг потока после преодоления щелевого зазора [12], $n_{21} = n_2/n_1$.

В верхнем кварцевом рефлекторе, сопряженном с цилиндрической призмой, поле оптического излучения характеризуется величиной E_0 . Поскольку угол падения оптического потока больше значения критического угла полного внутреннего отражения для кварца, поле в воздушном щелевом зазоре будет определяться выражением [18,43]:

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 e^{-\frac{2}{\lambda_0} 2\pi \sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}} \quad (1)$$

Следовательно, значение поля во втором рефлекторе будет определяться выражением:

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 e^{-\frac{d}{\lambda_0} 2\pi \sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}} \quad (2)$$

а поле отраженного потока в первом рефлекторе представится выражением:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda_0} 2\pi \sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2}} \right) \quad (3)$$

Величина сдвига Гуса-Хансен имеет вид [28]:

$$\Delta G = \frac{\lambda_0}{\pi n_1} \frac{\tan \theta_c}{\sqrt{\sin^2 \theta - \sin^2 \theta_c}} \quad (4)$$

где θ_c - критически угол полного внутреннего отражения. Существенно заметить, что оптический поток, прошедший через плоский щелевой зазор шириной d , испытывает некоторое смещение по оси "x", зависящее от ширины этого зазора. В работе [12] величина этого смещения определяется значением половины длины сдвига Гуса-Хансен:

$$\Delta x = \frac{\Delta G}{2} = \frac{\lambda_0}{2\pi n_1} \frac{\tan \theta_c}{\sqrt{\sin^2 \theta - \sin^2 \theta_c}} \quad (5)$$

На нижнем интерфейсе нижнего рефлектора прошедший через щелевой зазор поток, описываемый выражением (2), тоже испытывает полное внутреннее отражение и готов выйти в щелевой зазор. Часть исходного потока, возникшая в верхнем рефлекторе в результате явления нарушенного полного отражения, также испытывает явление полного внутреннего отражения на его верхнем интерфейсе. Оба эти потока последовательно претерпевают возмущенное и невозмущенное полное внутреннее отражение и последовательно теряют интенсивность, порождая новые потоки в результате их расщепления. При этом каждое возмущенное и невозмущенное ПВО будет приводить к появлению фазовых сдвигов относительно фазы исходного потока. Чтобы в какой-то степени упростить ситуацию, можно поместить за вторым рефлектором поглотитель оптического излучения с коэффициентом преломления n_3 , превышающим величину коэффициента преломления n_1 (рис. 2б). В этом случае все оптические потоки, возникающие в нижнем рефлекторе, будут подавлены за счет поглощения в этой рефлекторной пластине. При этом в верхнем рефлекторе в результате последовательного возмущенного и невозмущенного полного внутреннего отражения появится набор локальных интерференционных зон стоячей оптической волны, которые будут характеризоваться некоторым фазовым сдвигом относительно друг друга (рис. 2в). Вследствие наличия возмущенного ПВО, интенсивность поля по мере претерпевания возмущенных и невозмущенных отражений ПВО, вместе с интенсивностями стоячих волн локальных интерференционных зон полного внутреннего отражения, уменьшается по мере увеличения порядка отражения. Вариацией угла падения исходного оптического потока в границах углового интервала полного внутреннего отражения принципиально возможно добиться сфазированности локальных интерференционных полей. В этих условиях в объеме верхнего рефлектора и в щелевом зазоре будет инициировано интерференционное поле стоячей оптической волны. Поляризационные проблемы в первом приближении представляется целесообразным из рассмотрения исключить.

Распространение потока квазимонохроматического рентгеновского излучения в планарных узких протяженных щелевых зазорах

Экспериментальные исследования особенностей распространения потока квазимонохроматического (характеристического) рентгеновского излучения в плоском протяженном щелевом зазоре позволили сформулировать концепцию волноводно-резонансного распространения этого потока, характерного для подобных щелевых зазоров наноразмерной ширины. Концепция волноводно-резонансного распространения потока рентгеновских лучей естественным образом опирается на явление его полного внешнего отражения на материальном интерфейсе. На рисунке 3а показана схема, в значительной степени характеризующая это явление. Схема несколько отличается от аналогичной схемы, представленной в работе [4], в которой впервые было экспериментально зарегистрировано наличие стоячей рентгеновской волны в воздухе над отражающим материальным интерфейсом в процессе ПВО потока монохроматической рентгеновской радиации. Несмотря на то, что при нашем рассмотрении мы учли некоторые дополнительные обстоятельства, показанная на рисунке 3а схема, по-прежнему является идеализированной. Дело в том, что поток электромагнитного излучения, ограниченный хотя бы в одном измерении, должен характеризоваться краевыми эффектами [15]. Поскольку введение краевых эффектов существенно усложняет рассмотрение, они опущены в предположении, что это незначительно повлияет на адекватность модели.

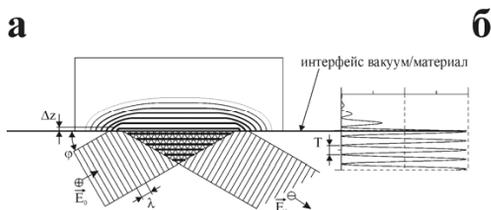


Рисунок 3. (а) Схема образования интерференционного поля стоячей рентгеновской волны при полном внешнем отражении ограниченного потока излучения на материальном интерфейсе. Δz – глубина проникновения излучения, T – период стоячей волны в вакууме. (б) Кривая пространственного распределения интенсивности стоячей волны в зоне отражения над и под интерфейсом.

Появление исследования [4], экспериментально доказавшего наличие интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в области полного внешнего отражения потока РИ, имеет принципиальное значение.

Предположение о возможности возникновения такого поля казалось вполне естественным, поскольку, несмотря на малость углов отражения при явлении ПВО, возникает область взаимного перекрытия падающего и отраженного потоков. Более того, предположение появления такой зоны интерференции должно было бы считаться очевидным в свете работы Андерсена с сотрудниками, экспериментально показавших, что интерференционное поле стоячей рентгеновской волны возникает при Брегговском отражении над материальным монокристаллическим интерфейсом [1]. Однако до появления работы Бедзика с сотрудниками [4] возможность возникновения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны при ПВО потока рентгеновских лучей на материальном интерфейсе полностью игнорировалась [24]. После опубликования этих исследований факт возникновения стоячих рентгеновских волн при полном внешнем отражении потока РИ на материальном интерфейсе стал сам собой разумеющимся [13,35]. Однако авторы указанных и других многочисленных исследований продолжали использовать предельно упрощенную модель ПВО, развитую в работе [4]. Согласно этой модели, возбуждаемое в объеме рефлектора при полном отражении потока РИ электромагнитное поле описывается монотонной экспоненциально убывающей функцией [13,25]. Однако такой подход игнорирует наличие фундаментального физического принципа непрерывности [26], который в применении к явлению ПВО с необходимостью требует проникновения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в объем материального рефлектора. Более того, наличие неразрывности такого поля на интерфейсе вакуум-материальная среда ни у кого не вызывает сомнения в случае Брегговского отражения [3].

Таким образом, одним из аспектов, дополняющих упрощенную модель, принятую для описания явления ПВО, является предположение о проникновении стоячей рентгеновской волны в объем материала рефлектора. Проникновение интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в его объем должно приводить к модуляции экспоненциальной функции, описывающей убывание поля (рис. 3б). Учет появления интерференции в объеме материала рефлектора приводит к некоторому увеличению коэффициента ПВО при ненулевом коэффициенте поглощения этого материала [7,34]. Еще одним важным аспектом,

дополняющим простейшую модель, является утверждение, что полное отражение даже пространственно ограниченного рентгеновского пучка вызывает возбуждение всего объема рефлектора независимо от его размера.

Исходя из посылок геометрической оптики (рис. 3а) можно заключить, что размер интерференционного поля при ПВО рентгеновских лучей в вакууме (в воздухе) в области интерфейса определяется шириной падающего потока. Однако это ни единственный и ни главный критерий, определяющий размер интерференционной зоны. Физическим фактором, определяющим размер этой зоны, является параметр, характеризующий степень монохроматичности падающего излучения. В качестве такого параметра обычно принимается линейный размер, называемый длиной когерентности излучения $L = \lambda^2 / \Delta\lambda$ [27]. В случае излучения, генерируемого в результате внутриатомных электронных переходов, длина волны λ определяется средним расстоянием между энергетическими уровнями, соответствующими этому переходу, а степень монохроматичности $\Delta\lambda$ отражает суммарную энергетическую ширину этих уровней. Длина когерентности соответствует фазовому сдвигу между падающим и отраженным потоками излучения, при котором интерференция исчезает вовсе. (Этот параметр условно можно трактовать как размер кванта излучения.) Не учет этого параметра приводит к появлению трудностей даже при интерпретации экспериментальных данных, получаемых для оптического диапазона. Вследствие этого вторым принципиальным аспектом, которым на наш взгляд было необходимо дополнить простейшую модель ПВО рентгеновских лучей, явился учет параметра длины когерентности отражаемого излучения.

Однако не только он оказывается ответственным с физической точки зрения за размер зоны интерференционного поля стоячей рентгеновской волны. Фазовые изменения возникают и при формировании отраженного радиационного потока, причем величина фазового сдвига ψ является функцией, зависящей от угла падающего излучения φ [4,34]:

$$\psi = 2 \arctan \left(\frac{\sqrt{\theta_c^2 - \varphi^2}}{\varphi} \right) \quad (6)$$

где θ_c – критический угол ПВО. Пример зависимости фазового сдвига от угла падения излучения в условиях его полного отражения приведен на

рисунке 4. Этот пример показывает, что фазовый сдвиг при ПВО меняется от π до нуля при изменении угла падения от нуля до его критического значения. В качестве первого приближения для оценки размера интерференционной зоны в вакууме в области ПВО было предложено использовать минимальное значение фазового сдвига [7,34]. В этом приближении максимальный размер интерференционной зоны определяется половиной параметра длины когерентности падающего излучения. Однако более детальное рассмотрение показывает, что этот размер является функцией угла падения отражаемого потока:

$$D_{\max} = \frac{\lambda^2}{2\pi\Delta\lambda}(\pi + \psi) \quad (7)$$

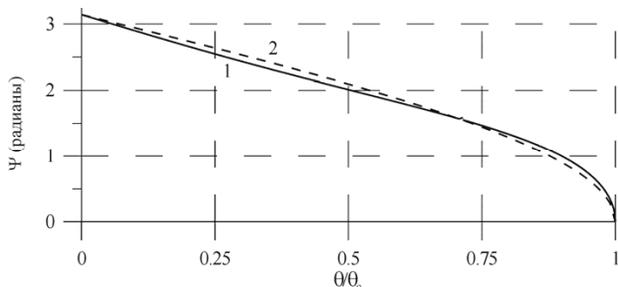


Рисунок 4. Расчетные зависимости угла фазового сдвига ψ от угла падения потока излучения CuK_α при его полном внешнем отражении на интерфейсе вакуум (воздух)/ SiO_2 с учетом (2) и без учета коэффициента поглощения среды. θ_c – критический угол ПВО [9].

Пример подобной зависимости показан на рисунке 5. При этом надо иметь в виду, что оценка, соответствующая выражению (7), не является окончательной, поскольку она не учитывает проникновения стоячей волны в объем материала рефлектора и искусственности представления интерфейса в качестве жесткой геометрической границы [10], а также в результате того, что выражения (6) и (7) получены в рамках Френелевского приближения, что не вполне законно для интерпретации явления полного внешнего отражения рентгеновского излучения на материальном интерфейсе [39].

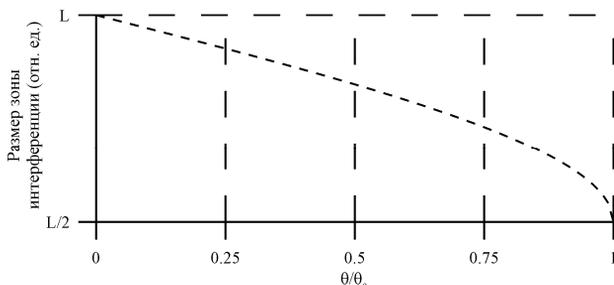


Рисунок 5. Ожидаемая зависимость размера верхней границы, допускающей образование однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в плоском воздушном протяженном зазоре, образованном полированными материальными рефлекторами, от угла падения потока излучения.

При параллельном расположении двух плоских рефлекторов на некотором расстоянии друг от друга возникают условия для реализации последовательного полного многократного внешнего отражения в воздушном щелевом зазоре, образованном этими рефлекторами. В таких условиях явление многократного ПВО охарактеризуется образованием внутри зазора множества локальных интерференционных зон рентгеновской стоячей волны, а также сериями явления многократного перевозбуждения рефлекторных объемов (рис. 6а). Размер возникающих локальных зон ограничен длиной когерентности падающего излучения, а расстояние между ними может варьироваться либо изменением угла падения первичного потока φ , либо в результате регулировки ширины зазора плоской щелевой структуры. При этом можно добиться условий сфазированности последовательных отражений. Явление многократного ПВО в условиях сфазированности отражений энергетически более выгодно, чем в отсутствие фазировки, поскольку в этом случае будут снижены потери потока РИ на многократное перевозбуждение объемов рефлекторов. Таким образом, в режиме многократного ПВО может быть реализован ряд геометрических условий с повышенной радиационно-транспортной эффективностью. В теории оптических волноводов набор этих условия принято называть модовой структурой [22]. Естественно такая модовая структура будет носить ярко выраженный дискретный характер, который для подобных структур был экспериментально зафиксирован в ряде работ группы Званенбурга [23].

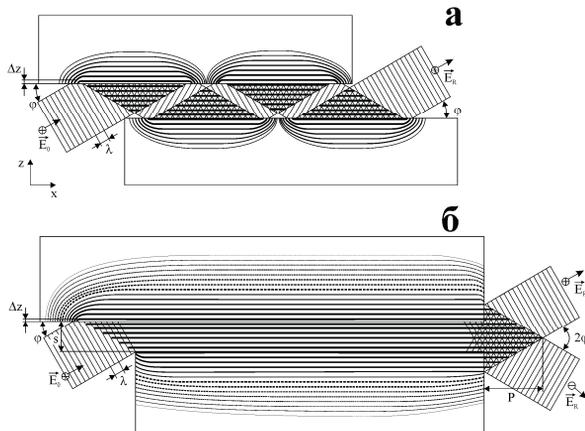


Рисунок 6. Схемы образования локальных зон при многократном ПВО в плоском протяженном широкощелевом зазоре (а) и однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны за счет взаимного перекрытия локальных интерференционных полей при ширине транспортного зазора s , попадающего в размерный интервал $D_{min} \leq s \leq D_{max}$ (б). P – параметр выпячивания интерференционного поля из зазора волноводно-резонансной структуры.

Механизм полного многократного внешнего отражения хорошо описывает транспортировку потока РИ широкощелевыми плоскими протяженными щелевыми зазорами. Однако он оказывается бессилем адекватно охарактеризовать распространение этого потока вдоль узкощелевых плоских протяженных зазоров, когда расстояние между рефлекторами становится меньше половины длины когерентности излучения [7,34]. В условиях использования плоских щелевых зазоров такой ширины, транспортировка излучения происходит по волноводно-резонансному механизму [7]. Узкощелевые зазоры характеризуются образованием однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем пространстве щелевого зазора вследствие взаимного перекрытия локальных интерференционных полей (рис. 6б). Поскольку такое перекрытие возникает независимо от величины угла падения потока РИ на входное окно узкощелевой структуры ϕ ($\phi \leq \theta_c$), при волноводно-резонансном механизме распространения излучения реализуется непрерывная модовая структура. При этом в объемах рефлекторов устанавливается стационарное интерференционное поле убывающей по амплитуде стоячей рентгеновской волны. Устройство,

представляющее собой такую плоскую узкощелевую структуру, было названо плоским рентгеновским волноводом-резонатором (ПРВР) [9].

Независимым подтверждением справедливости концепции волноводно-резонансного распространения РИ явились исследования японских авторов [20]. В работе изучалась радиационно-транспортная эффективность угловой рентгеноотражающей структуры или скошенного рентгеновода (рис. 7а). Угловая рефлекторная структура была собрана из двух плоских кремниевых полированных пластин, имевших линейный контакт и образующих между собой угол φ . Этот угол мог варьироваться и жестко фиксироваться с помощью высокоточного цифрового линейного координатора. Прошедшее через угловую структуру РИ регистрировалось с помощью дрейфового полупроводникового детектора. Измерения проводились поточечно со скважностью $\Delta\varphi=0.007^\circ$ с использованием трубки с Мо анодом и монохроматора.

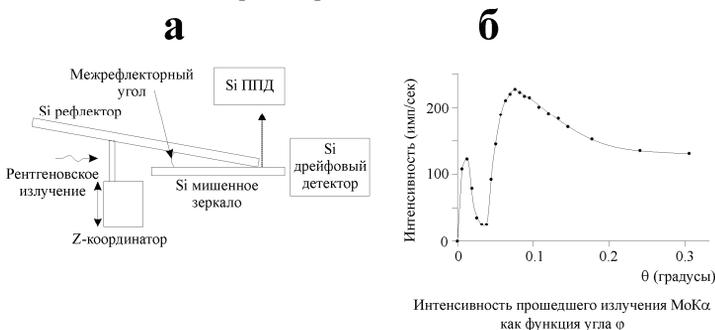


Рисунок 7. (а) Схема измерений рентгенотранспортных свойств угловой структуры, построенной на базе двух плоских полированных Si рефлекторов, имеющих линейный контакт и образующих между собой угол φ (скошенный рентгеновод). (б) Экспериментально полученная зависимость транспортной эффективности скошенного рентгеновода от угла между рефлекторами [20].

На рисунке 7б показана типичная зависимость интегральной интенсивности потока MoK α , пропущенного скошенным рентгеноводом, от величины межрефлекторного угла. Представленная зависимость характеризуется двумя очевидными экстремумами. Максимум в области угла $\varphi \approx 0.1^\circ$ соответствует достижению критического угла ПВО молибденового излучения на Si. В области углов $0.1 > \varphi > 0.05^\circ$ скошенный рентгеновод транспортирует излучение по механизму многократного полного внешнего отражения. Уменьшение интегральной интенсивности в

этом угловом интервале связано с сокращением входной угловой апертуры рентгеновода. Интересно заметить, что в отличие от плоской широкощелевой структуры, формирующий поток рентгеновских лучей с участием вклада прямого пучка, скошенная рентгеноводная структура формирует поток только на базе механизма многократного полного отражения. Поэтому на основе такой структуры возможно построение рентгеновского β -фильтра, в спектре выходного пучка которого монохроматическая β -компонента окажется полностью подавленной.

Второй очевидный максимум на диаграмме, представленной на рисунке 7б, наблюдается в районе угла $\varphi \approx 0.01^\circ$. Его появление является результатом смены механизма транспортировки потока рентгеновского излучения от многократного ПВО к его волноводно-резонансному распространению. Снижение интегральной интенсивности пучка на выходе скошенного рентгеновода при дальнейшем уменьшении межрефлекторного угла связано с недостаточной точностью взаимной юстировки формирователя потока монохроматической радиации и угловой рефлекторной структуры. В условиях точной юстировки интегральная интенсивность на выходе этой угловой структуры будет оставаться постоянной величиной вплоть до $\varphi=0$, когда структура превратится в обычный бесщелевой коллиматор.

Кванто-механическая трактовка механизма волноводно-резонансного распространения потока квазимонохроматического рентгеновского излучения приведена ниже.

В основе механизма волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения лежит предположение о наличии когерентности внутри этого потока при его транспортировке плоским протяженным щелевым зазором. Это предположение опирается на экспериментальный факт фиксации возникновения поля интерференции стоячей рентгеновской волны при полном внешнем отражении потока рентгеновских лучей на плоском материальном интерфейсе [4]. Наличие этого интерференционного поля в воздухе над материальным интерфейсом наблюдалось и в ряде более поздних исследований [35]. При этом существенно заметить, что во всех измерениях, фиксировавших существование интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, использовались источники рентгеновского излучения, которые никаким образом не могут рассматриваться в качестве источников плоских волн,

так и считаться точечными источниками. Само интерференционное поле фиксировалось для характеристической компоненты излучения источника. Факт использования характеристической компоненты спектра позволяет утверждать, что размер регистрируемой в эксперименте области интерференции может регламентироваться двумя факторами – шириной используемого в измерениях падающего пучка и длиной когерентности квазимонохроматического излучения.

В наших предыдущих публикациях в целях упрощения формирования модели волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения в узких плоских протяженных зазорах влияние ширины пучка на размеры интерференционного поля игнорировались [7]. Однако принятие во внимание лишь фундаментального свойства излучения – степени его монохроматичности, связанной с размерами волнового цуга, оказывается недостаточным для интерпретации полученных экспериментальных результатов. Дело в том, что практическая ширина щелевого зазора волновода-резонатора фактически определяется не продольными размерами локальной области интерференции, которая непосредственно связана с параметром длины когерентности излучения потока, отражаемого материальным интерфейсом, а ее поперечным сечением. Прямые расчеты показывают, что если принять во внимание только длину когерентности излучения, то окажется, что при полном внешнем отражении область интерференции в силу малости угла полного отражения вообще не может возникнуть, так как ее ширина оказывается меньше периода стоячей рентгеновской волны. Поскольку прямые экспериментальные измерения фиксируют наличие интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, следует признать, что адекватная модель, описывающая эти эксперименты, должна учитывать и размеры падающего пучка. Такая модель требует привлечения понятия пространственной когерентности излучения [42].

Пространственная когерентность проявляется в интерференции как каждого фотона с самим собой, так и во взаимной интерференции разных квазимонохроматических фотонов, испускаемых одними и теми же элементами протяженного источника излучения. Для наблюдения пространственной интерференции излучения протяженного квазимонохроматического источника необходимо, чтобы произведение угла расходимости потока на ширину фокального пятна этого источника

оказывалось меньше длины волны излучения [40]. В приложении к плоскому рентгеновскому волноводу-резонатору и лабораторному источнику излучения это условие означает, что пространственная когерентность реализуется, когда длина волны рентгеновских лучей будет больше произведения ширины щели плоского рентгеновода на отношение размера фокального пятна рентгеновской трубки к расстоянию между этим пятном и входным срезом рентгеновода. Поскольку каждый элемент протяженного источника излучения фактически представляет собой точечный источник, в оптике принято выделять некоторое пространство облучаемого объекта, называемое площадью когерентности [40]. Применительно к щелевому зазору плоского рентгеновода под такой площадью следует понимать квадратное сечение со стороны, равной ширине этого зазора. Площадь такого сечения определяется произведением квадрата длины волны излучения на квадрат расстояния между фокальным пятном рентгеновской трубки и входным срезом рентгеновода, деленным на квадрат ширины фокального пятна. При этом продольный размер области когерентности по-прежнему будет определяться длиной когерентности излучения. Произведение площади когерентности на длину когерентности квазимонохроматического излучения обычно называют объемом когерентности [40]. Таким образом, в рамках идеологии пространственной когерентности идея механизма волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения может быть представлена как возникновение перекрытия между локальными объемами когерентности, характерными для каждого последовательного отражения потока в пространстве между рефлекторами рентгеновода. Эта идея становится еще более впечатляющей при сопоставлении объема когерентности квазимонохроматического излучения с размером ячейки фазового пространства фотона. Оказывается, что квантово-механическое определение размера этой ячейки однозначно соответствует объему когерентности излучения [16]. В свете такого рассмотрения модель волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского излучения в узком протяженном щелевом зазоре может трактоваться как достижение условий без зазорного заполнения всего пространства щели плоского рентгеновода ячейками фотонного фазового пространства.

Конструкция плоского рентгеновского волновода-резонатора

На рисунке 8 представлен эскиз, отражающий принципиальные конструктивные особенности компоновки волноводного формирователя пучка рентгеновского излучения. Главными узлами формирователя являются два плоских полированных рефлектора, изготовленных из кварцевого стекла, размером $100 \times 33 \times 2.5 \text{ мм}^3$. Рефлекторы в волноводе расположены параллельно на фиксированном расстоянии друг от друга. Величина этого расстояния задается толщиной металлических (Ti) полосок, напыленных на края одного из рефлекторов. Их напыление осуществлялось с помощью метода электронно-лучевого испарения на установке L-560 Leybold AG при скорости осаждения около 0.1 нм/сек. Важнейшим фактором при выборе условий напыления было требование получения покрытий с минимально возможной вариацией толщины вдоль их длины. Подбор условий выполнен с использованием тестовых образцов, толщина покрытий которых диагностировалась методом резерфордского обратного рассеяния на установке Сокол-3 ИПТМ РАН [33,34]. Измерения показали, что при расстоянии между распыляемой Ti мишенью и волноводным рефлектором, равным 1000 мм, вариация толщины покрытия по длине напыленных полос не превышала 1%. Для изучения транспортных свойств узких плоских протяженных щелей был подготовлен набор рефлекторов, для которых толщина этих полосок изменялась в интервале толщин $43 \div 6000$ нм. Рентгеновские волноводы со щелями большей ширины приготавливались путем установки между рефлекторами прокладок из металлических фольг с калиброванной толщиной. Более детально подготовительные вопросы изложены в работах [8,33].

Специальное внимание было уделено определению среднего размера интерфейсного зазора бесщелевого рентгеновского коллиматора, составленного из двух кварцевых стекол, изготовленных по единой технологии и используемых нами в качестве рефлекторов для волноводов. Исследования, выполненные с использованием метода нарушенного полного внутреннего отражения оптического излучения, показали, что средняя ширина интерфейсного зазора составляет 30 нм, а ее изменение по длине бесщелевого коллиматора варьирует в интервале $0 \div 60$ нм [34].

Держатель волновода жестко фиксирует взаимное положение рефлекторов. Сам держатель устанавливается на плиту, относительно которой он может смещаться в перпендикулярном направлении и разворачиваться в двух угловых направлениях с помощью четырех микровинтов, расположенных по его углам. Неизменность положения волновода в пространстве обеспечивается наличием четырех пружинных амортизаторов, расположенных соосно с микровинтами. Установочная плита волновода может быть зафиксирована на стандартном трехкружном рентгеновском дифрактометре HZG-4 вместо узла, формирующего пучок с помощью стандартной системы обрезаящих щелей. Использование волноводной ячейки, построенной в соответствии с показанной конструкционной схемой, для формирования пучка РИ в комплекте рентгеновского гониометра в течение десяти лет показало ее высочайшую надежность и стабильность в работе.

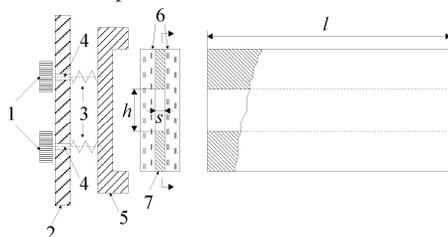


Рисунок 8. Схема устройства волноводного формирователя пучка рентгеновского излучения, построенного на основе плоской протяженной щели, образованной кварцевыми рефлекторами. 1 – юстировочные головки; 2 – установочная пластина; 3 – пружинные фиксаторы; 4 – юстировочные микровинты; 5 – оправка волновода; 6 – кварцевые рефлекторы; 7 – металлические полоски.

Пространственное распределения интенсивности характеристического рентгеновского излучения на выходе ПРВР

Для проведения экспериментальных исследований пространственного распределения интенсивности рентгеновского характеристического излучения в пучках, сформированных плоскими протяженными кварцевыми волноводами, узел с волноводной ячейкой включался в рентгенооптическую схему гониометра вместо щелевого формирования пучка. Геометрическое положение волноводного формирователя, показанное в верхней части рисунка 9, оставалось строго одинаковым при изучении волноводов всего щелевого ряда. Поскольку расстояние от

входного среза волновода до фокуса трубки составляло 75 мм, угловая ширина его проекции для этой точки равнялась 0.08° . Этот угол соответствует углу захвата излучения волноводной щелью. Расстояние между выходным срезом волновода и детекторной щелью было выбрано равным 460 мм. Это расстояние определяет угловую ширину детекторной щели, соответствующую 0.01° . Все экспериментальные измерения пространственного распределения интенсивности излучения выполнялись с шагом $\Delta(2\theta)=0.02^\circ$. Поэтому для расчета интегральной интенсивности характеристической составляющей пучка величину суммы содержания каналов спектров распределений, представленных в нижней части рисунка 9, приходилось умножать на два. Спектральные данные собирались в течение 10 секунд и потом нормировались для улучшения спектральной статистики. Необходимо отметить, что угол φ_2 , отражающий угловое распределение характеристической составляющей интенсивности РИ на выходе волновода, несколько меньше угла поворота детектора вокруг оси ω , показанного на рисунке.

В нижней части рисунка 9 в качестве примеров приведены экспериментально полученные распределения интенсивности излучения CuK_α для волноводов с шириной щели $s=153$ нм, 800 нм и 60000 нм. Наиболее полные сведения по пространственному распределению характеристического излучения в пучках, сформированных волноводами с различной шириной щели, приведены в работах [8,34]. Огибающая распределения для интервала размеров щели $30\div 2000$ нм представляет собой однокомпонентный пик, симметричный относительно плоскости симметрии волновода. Форма пика близка к гауссовой. Его полуширина оказывается близкой к величине, соответствующей углу захвата излучения. В области размеров щели $s>3000$ нм форма распределения интенсивности в пучке, сформированным волноводом, кардинально меняется. В этом размерном интервале огибающая распределения представлена набором узких линий, взаимное соотношение интенсивностей которых резко меняется при малейшем повороте юстировочных винтов, определяющих положение волновода в пространстве. Показанное в правой нижней части рисунка 9 распределение для волновода с шириной щели 60 мкм отражает некоторую случайно зарегистрированную картину. Дело в том, что наличие в спектре распределения большого количества узких компонент

не позволяет ввести какой-то формально определенный критерий достижения точного взаимного расположения проекции фокуса, щели детектора и плоской протяженной волноводной структуры (точной юстировки). Определенно можно утверждать следующее. При незначительном изменении юстировки интегральная интенсивность спектра не меняется. Не меняется положение, полуширина, число компонент спектра и общая полуширина распределения. Однако, если для распределений, полученных для щелей с $s < 2000$ нм, угол захвата излучения и угловая полуширина распределения интенсивности в пучке на выходе волновода были равны (рисунок 10 работы [34]), то для интервала $s > 3000$ нм угловая зона, занимаемая потоком излучения сформированного пучка, оказывается равной удвоенной величине критического угла полного внешнего отражения независимо от величины угла захвата РИ. При этом полуширины компонент, составляющих спектры пространственного распределения характеристического излучения, оказывались приблизительно равными между собой, но соответствовали величинам, приблизительно вдвое меньшим полуширины распределений, характерных для узких щелей.

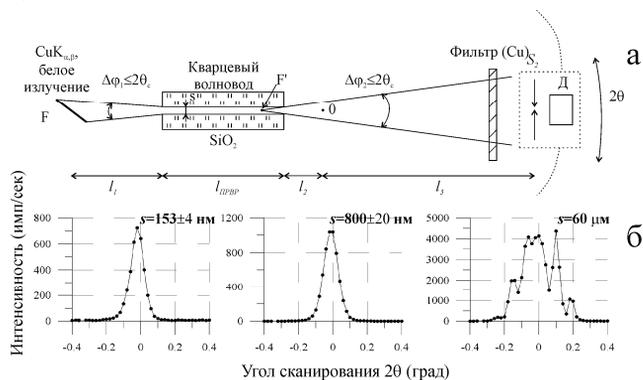


Рисунок 9. (а) Схема экспериментальных измерений пространственного распределения интенсивности излучения $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ в пучках, сформированных кварцевыми волноводами с различной шириной волноводной щели. $l_1=75$ мм, $l_{\text{PPB}}=100$ мм, $l_2=60$ мм, $l_3=400$ мм, $S_2=0.1$ мм, A – ослабитель (фактор ослабления для $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ $K=200$). (б) Экспериментально полученные пространственные (по углу сканирования 2θ) распределения интенсивности излучения $\text{CuK}_{\alpha\beta}$ в пучках, сформированных волноводами, в которых ширина щели составляла 153, 800 и 60000 нм. Измерения выполнены при режиме источника $U=20$ кВ, $I=10$ мА.

Очень неординарным оказалось очертание представленной на рисунке 10 зависимости интегральной интенсивности потока характеристического излучения, прошедшего через волновод, от ширины щели, транспортирующей это излучение. В первом приближении эту зависимость можно рассматривать состоящей из трех частей, соответствующих размерным интервалам $s < 200$ нм, $200 < s < 2000$ нм и $s > 3000$ нм. Первый интервал характеризуется независимостью интенсивности потока транспортируемого излучения от ширины щели, второй – незначительным ростом интенсивности этого потока при увеличении ее ширины и третий – существенной зависимостью интенсивности от размера щелевого зазора. При этом крайне интересно отметить, что при увеличении ширины зазора в 4000 раз интегральная интенсивность пучка, сформированного плоским кварцевым волноводом, возрастает лишь приблизительно на порядок.

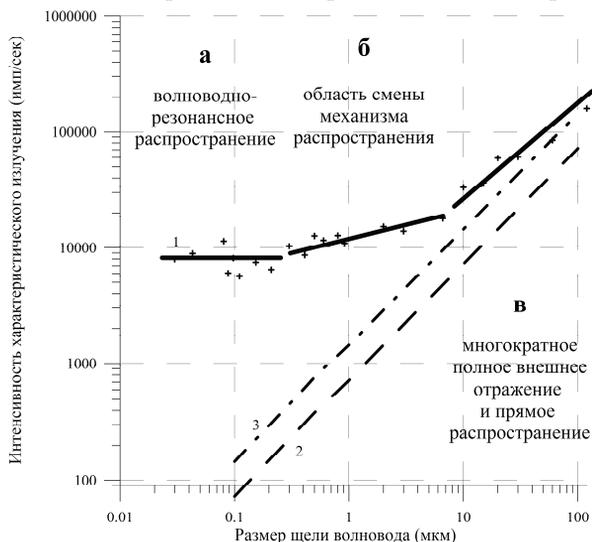


Рисунок 10. (а) Экспериментальная зависимость интегральной интенсивности характеристической составляющей ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) пучка, сформированного плоским кварцевым волноводом от ширины щели, транспортирующей излучение. (б) Линейная функция, характеризующая зависимость интегральной интенсивности характеристической составляющей ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) прямого пучка, проходящего через щель рентгеновского волновода, от ширины его щели. (в) Ожидаемая удвоенная интегральная интенсивность ($\text{CuK}_{\alpha\beta}$) для пучка, испытавшего многократное полное внешнее отражение в щели.

Изучение влияния оптического излучения на поток рентгеновских лучей в щели ПРВР

Сечение прямого взаимодействия фотонных потоков вне материальной среды исчезающее мало. Поэтому для возможной реализации такого взаимодействия возникла идея попытаться использовать для этого стоячие волны, возбуждаемые потоками фотонов, как в материальной среде, так и вне ее. Возможным инструментом для выполнения подобных экспериментов представлялся плоский рентгеновский волновод-резонатор, образованный прозрачными (кварцевыми) рефлекторами. В щелевом зазоре этого устройства, как было указано выше, при транспортировке характеристического рентгеновского излучения возникает однородное интерференционное поле стоячей рентгеновской волны с периодом на два-три порядка превышающим длину этой волны (в силу малости угла полного внешнего отражения). Если запустить поток квазимонохроматического оптического излучения в один из рефлекторов рентгеновского волновода-резонатора под углами, соответствующими явлению полного внутреннего отражения, то, как было показано выше, в рефлекторной паре, образующей ПРВР, будет реализовано явление нарушенного полного внутреннего отражения. При этом в рефлекторной пластине возникнет ряд локальных интерференционных областей, каждая из которых будет распространяться в воздушный щелевой зазор. Период стоячих волн в этих областях будет зависеть от угла падения потока оптического излучения на поверхность рефлектора. От этого угла будут зависеть и фазовые соотношения стоячих волн в этих областях. Естественно, рентгеновская стоячая волна также будет проникать в объемы обоих рефлекторов. На рисунке 11 приведена схема эксперимента для изучения возможного взаимодействия квазимонохроматических потоков рентгеновского и оптического излучений через взаимное влияние интерференционных областей возбуждающих ими стоячих волн.

Основным узлом схемы является плоская протяженная щелевая структура, образованная плоскими полированными кварцевыми рефлекторами. Расстояние между рефлекторами было выбрано равным 180 нм, что обеспечивало транспортировку потока рентгеновского излучения $\text{CuK}\alpha\beta$ по волноводно-резонансному механизму. Рентгеновский поток направлялся в щелевое пространство с помощью монохроматора.

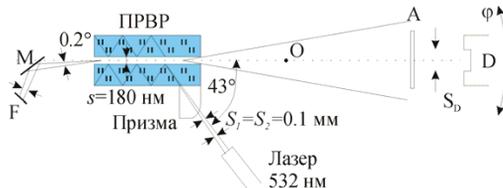


Рисунок 11. Геометрия выполнения исследований взаимодействия потоков оптического и рентгеновского излучений через интерференцию возбуждаемых ими интерференционных полей стоячих волн. F – фокус рентгеновского источника; M – монохроматор Si(111); A – ослабитель потока ($K=740$); S_D – детекторная щель 0.1 мм; D – сцинтилляционный детектор.

Поток оптического излучения вводился в устройство через четвертьцилиндрическую кварцевую призму. На призму направлялся поток, сформированный плоской щелью шириной 0.1 мм. К щели поток подводился стеклянным оптическим фибром диаметром 5 мм. В качестве источника оптического излучения использовался твердотельный зеленый лазер с длиной волны 532 ± 1 нм, мощностью 300 мВ. Критический угол полного внутреннего отражения для этого излучения в кварце составлял $\theta_k = 42.5^\circ$. Эксперимент заключался в поиске углов падения потока рентгеновского излучения на щель ПРВР и углов падения оптического излучения в интервале его полного внутреннего отражения, при которых ожидалось наблюдать различие в пространственном распределении интенсивности пучка рентгеновского излучения, формируемого на выходе ПРВР, в условиях наличия – отсутствия светового возбуждения. Этот поиск действительно увенчался успехом. Его результаты представлены на рисунке 12. При угле падения рентгеновского потока $\text{CuK}\alpha\beta$ под углом к оси ПРВР 0.02° и угле ввода потока оптического излучения 43° удалось наблюдать появление изменения в распределении интенсивности рентгеновских лучей в условиях воздействия оптического излучения. Это отличие выражается в некотором смещении центра тяжести распределения и небольшом уменьшении его интегральной интенсивности. Следует заметить, что экспериментальный поиск условий, позволивший зарегистрировать влияние потока оптического излучения на интерференционное поле стоячей рентгеновской волны оказался весьма не тривиальной задачей, поскольку проявление эффекта оказалось крайне чувствительным к малейшему изменению экспериментальных параметров.

Этот факт дает основание полагать, что наблюдаемое явление имеет узко резонансный характер.

В качестве возможной интерпретации зарегистрированного эффекта можно предположить, что имеет место взаимодействие интерференционных полей стоячих рентгеновских и оптических волн. Изменение угла падения потока рентгеновского квазимонохроматического потока ($\text{CuK}\alpha\beta$) на входную щель ПРВР для реализации механизма волноводно-резонансного распространения излучения возможно в угловом интервале $0.02\text{-}0.21^\circ$. Нижний предел интервала связан с тем, что период возникающей в щелевом зазоре стоячей волны оказывается больше его ширины и волна начинает испытывать значительное ослабление. Угловое ограничение сверху определяется величиной критического угла полного внешнего отражения для медного излучения на поверхности кварца. Вариация угла падения в указанном интервале приводит к появлению рентгеновских стоячих волн с периодом $180\text{-}21$ нанометр, соответственно. В построенном нами устройстве вариация угла падения потока оптического квазимонохроматического излучения с длиной волны 532 нм в условиях реализации его полного внутреннего отражения в прозрачном кварцевом рефлекторе могла осуществляться в интервале углов $42.5\text{-}75^\circ$. При этом период стоячей оптической волны варьировался в размерном интервале $360\text{-}1027$ нанометров, соответственно. (Надо иметь в виду, что угол полного внешнего отражения рентгеновского излучения θ , отсчитывается от отражающей поверхности, а угол полного внутреннего отражения в оптической литературе принято отсчитывать от перпендикуляра к этой поверхности.) На краях обоих интервалов периодов рентгеновских и оптических стоячих волн наблюдается двукратное различие этих периодов. В качестве рабочей гипотезы наблюдаемого эффекта предполагается появление регулярных искажений в структуре однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, возбуждаемой в щелевом зазоре плоского рентгеновского волновода-резонатора, которые могут быть представлены выражением:

$$\vec{E}(x) = \vec{A} \sin(\omega t + \psi_1) + \vec{B} \sin(2\omega t + \psi_2) \quad (8)$$

где ω - период стоячей рентгеновской волны, ψ_1 – ее исходный фазовый сдвиг, ψ_2 – фаза оптических стоячих волн. \mathbf{A} и \mathbf{B} – амплитуды этих стоячих волн.

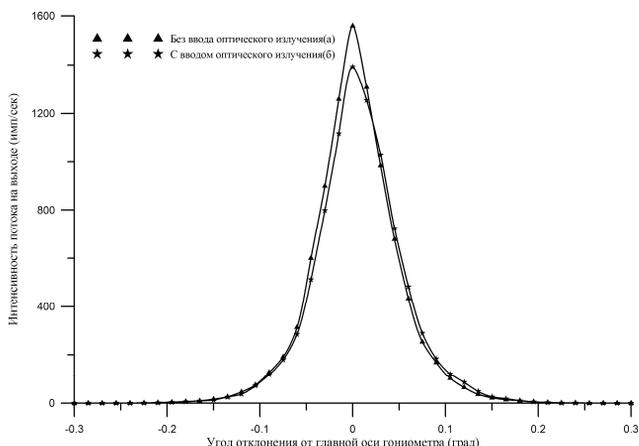


Рисунок 12. Результат воздействия потока оптического излучения на распределение интенсивности в потоке излучения $\text{CuK}\alpha\beta$ на выходе ПРВР.

Выдвинутая гипотеза имеет свои изъяны и главным из них является неопределенность фазы оптических стоячих волн. Дело в том, что при каждом акте возмущенного и невозмущенного полного внутреннего отражения набегает фазовые сдвиги и интерференционные области оптической стоячей волны могут оказаться несфазированными. Резонансный характер эффекта вроде бы не вызывает сомнений. В то же время не ясно, как оценить взаимные соотношения амплитуды A и B в выражении (8), поскольку возмущение интерференционного поля стоячей рентгеновской волны зависит не только от соотношения фаз, но и от значений амплитуд, которые в нашей экспериментальной схеме регулировать не удастся. В рамках выполненного нами эксперимента не ясно также влияние поляризации потоков излучений. Определенные трудности связаны и с тем, что использованный нами световод выполнен из стеклянных, а не из кварцевых волокон. Использование кварцевого световода позволило бы нам использовать фиолетовый лазер. Еще одним фактором, создававшим дополнительные экспериментальные трудности, было отсутствие стабилизации потока лазерного излучения. В целом можно констатировать, что проведенные исследования позволили экспериментально доказать, что возможно инициировать фотон-фотонное взаимодействие через интерференцию интерференционных полей стоячих волн, возбужденных потоками этих фотонов. Для экспериментов в работе использовались потоки рентгеновского и оптического излучений и

плоский рентгеновский волновод-резонатор, позволивший реализовать их взаимодействие. В то же время интересно отметить, что некоторая модификация использованного нами устройства позволит создать условия для взаимодействия независимых потоков оптического излучения различной природы.

Литература

1. Andersen S.K., Golovchenko J.A., Mair G. New applications of X-ray standing-wave fields to solid state physics // *Phys. Rev. Lett.* 1976. V.17. #17. P. 1141-1145.
2. Balz A.V. Fresnel zone plate for optical image formation using extreme ultraviolet soft X-ray radiation // *J. Opt. Soc. Am.* 1961. V.51. P. 405-412.
3. Batterman B.W. Effect of dynamical diffraction in X-ray fluorescence scattering // *Phys. Rev.* 1964. V.133. #3a. P. A759-A764.
4. Bedzyk M.J., Bommarito G.M., Schildraut J.S. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V.62. #12. P. 1376-1379.
5. Compton A.H. The total reflection of X-rays // *Philos. Mag.* 1923. V.45. #270. P. 1121-1131.
6. da Cunha M.P., Fagundes S.A. Investigation of recent quartz-like materials for SAW application // *IEEE Trans. Ultrason, Ferroelect., Fre. Contr.* 1999. V.46. P. 1583-1590.
7. Egorov V.K., Egorov E.V. Planar waveguide-resonator: a new device for X-ray optics // *X-ray Spectrometry.* 2004. V.33. # 5. P. 360-371.
8. Egorov V.K., Egorov E.V. The experimental background and the model description for the waveguide-resonance propagation of X-ray radiation through a planar narrow extended slit // *Spectrochimica Acta.* 2004. V.B59. P. 1049-1069.
9. Egorov V.K., Egorov E.V., Bil'chik T.V. Planar X-ray waveguide-resonator and some aspects of it's practical application // *Исследовано в России: электронный многопредм. науч. журн.* 2002. т.3. С. 423-441. URL: <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/040e.pdf>
10. Gasgnier M., Nevot L. Analysis and crystallographic structures of chromium thin films // *Phys. Status Solidy.* 1981. V.66a. P. 525-540.
11. Goos F., Hanchen H. Novel and fundamental investigation of total internal reflection // *Ann. Phys.* 1947. V.1. P. 333-346.

12. Jakiel J., Kantor W. Quantum (not frustrated) theory of the total internal reflection as the source of the Goos-Hanchen shift // *Eur. Phys. J.D.* 2014. V.68. P. 305-315.
13. Klockenkamper R. Total reflection X-ray fluorescence analysis. New York: Wiley, 2015. 519 p.
14. Kumakhov M., Komarov F. Multiple reflection from surface X-ray optics // *Phys. Rep.* 1990. V.191. P. 289-352.
15. Lotsch H.K.V. Reflecting and refraction of a beam of a light at a plane interface // *JOSA.* 1968. V.58. #4. P. 551-561.
16. Mandel L., Wolf E. Optical coherence and quantum optics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995. 631 p.
17. Meyer-Arendt J.R. Introduction to classical and modern optics. London: Prentic-Hall, 1984. 559 p.
18. Milosevic M. Internal reflection and art spectroscopy. New York: Wiley, 2012. 256 p.
19. Snigerev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. A compound refractive lens for focusing high energy X-ray // *Nature.* 1996. V.384. P. 49-51.
20. Tsuji K., Delalieux F. Characterization of X-ray emerging from between reflector and sample carrier in reflector-assisted TXRF analysis // *X-ray Spectrometry.* 2004. V.33. P. 281-284.
21. Wiener O. Standing light waves and direction of the polarized light oscillation // *Ann. Phys.* 1890. V. 40. P. 203-211.
22. Zwanenburg M.J., Peters J.F., Bongaerts J.H.H. and others. Coherent propagation of X-ray in a planar waveguide with a turnable air gap // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V.82. #2. P. 1696-1699.
23. Zwanenburg M.J., van de Veen J.F., Ficke H.G. and others. A planar X-ray waveguide with a turnable air gap for the structure investigation of confined fluids // *Rev. Sci. Inst.* 2000. V.71. #4. P. 1723-1732.
24. Афанасьев А.М., Александров П.А., Имамов Р.М. Рентгенодифракционная диагностика субмикронных слоев. М.: Наука, 1989. 152 с.
25. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: ГИТТЛ, 1957. 518 с.
26. Бом Д. Квантовая теория. М.: Наука, 1965. 727 с.
27. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
28. Бреховских Л.М. Волны в слоистых структурах. М.: Наука, 1973. 344 с.

29. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 374 с.
30. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: ИИЛ, 1950. 572 с.
31. Дичьберн Р. Физическая оптика. М.: Наука, 1965. 631 с.
32. Егоров В.К., Егоров Е.В. Технологические аспекты построения плоского рентгеновского волновода-резонатора // Поверхность (рентг., синх. нейтр. исследования). 2013. №7. С. 40-49.
33. Егоров В.К., Егоров Е.В., Афанасьев М.С. Ионопучковая диагностика тонкопленочных перовскитовых покрытий // Наноинженерия. 2012. №11. С. 46-59.
34. Егоров Е.В., Егоров В.К. Волновод-резонатор рентгеновского излучения как будущий конкурент синхротронных источников радиации // Поверхность (рентг., синхр. и нейтр. исследования). 2005. № 2. С. 5-16.
35. Желудева С.И., Ковальчук М.В., Новинкова Н.Н. и др. Рентгеновские волноводные моды в слоистых структурах // Кристаллография. 1995. т. 40. №1. С. 145-158.
36. Зоммерфельд А. Оптика. М.: ИИЛ, 1953. 486 с.
37. Иверонова В.И., Ревкевич Г.П. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: изд. МГУ, 1978. 277 с.
38. Крылов Н.Н. Теоретические основы радиотехники. М.: Морской транспорт, 1961. 416 с.
39. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИФМЛ, 1959. 532 с.
40. Перина Я. Когерентность света. М.: Мир, 1974. 367 с.
41. Фетисов Г.В. Синхротронное излучение, методы исследования структуры веществ. М.: Физматлит, 2007. 671 с.
42. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. М.: Наука, 1967. 80 с.
43. Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. М.: Мир, 1970. 335 с.

Рентгеновская нанофотоника на базе плоских рентгеновских волноводов-резонаторов

Одним из важных направлений практического материаловедения является развитие технологических аспектов производства и диагностики различных наноразмерных образований. Для создания таких образований в арсенале технологов имеется целый ряд методических возможностей [1-3], в то время как набор диагностических средств оказывается относительно ограниченным [4-6]. При этом применение рентгеновских методов, составляющих основу диагностического макроматериаловедения, в наноразмерной области в значительной степени лимитировано вследствие трудностей формирования рентгеновских наноразмерных пучков [7]. Такие пучки могут формироваться с помощью Френелевых зонных пластинок [8], в какой-то мере с помощью преломляющей оптики [9], а так же путем использования рентгеновских волноводов [10]. В ряду этих устройств наиболее эффективными и технологичными являются плоские рентгеновские волноводы-резонаторы (ПРВР) [11,12]. Представляется, что именно эти устройства составят базу рентгеновской нанофотоники.

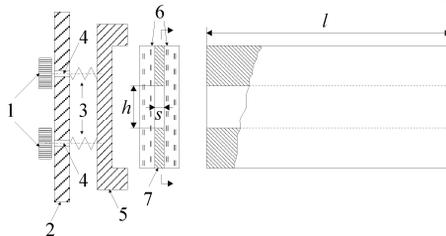


Рисунок 1. Схема устройства волноводного формирователя пучка рентгеновского излучения, построенного на основе плоской протяженной щели, образованной кварцевыми рефлекторами. 1 – юстировочные головки; 2 – установочная пластина; 3 – пружинные фиксаторы; 4 – юстировочные микровинты; 5 – оправка волновода; 6 – кварцевые рефлекторы; 7 – металлические полоски.

На рисунке 1 представлено схематическое устройство ПРВР простейшей конструкции. Она построена на базе двух плоских полированных кварцевых рефлекторов, разделенных воздушным щелевым зазором наноразмерной ширины. Наноразмерный зазор формируется за счет металлических полосок, напыленных методом электронно-лучевого осаждения на края одного из рефлекторов. Рефлекторная пара помещается

в металлический держатель, который устанавливается на металлическую плиту. Держатель снабжен четырьмя микровинтами, на которых соосно расположены пружинные фиксаторы. Металлическая плита вместе с рефлекторным держателем устанавливается в рентгенооптическую схему рентгенодифракционной или рентгеноспектральной установки, в которых ПРВР может быть использован как формирователь нитевидных квазимонохроматических рентгеновских потоков наноразмерной ширины, повышенной радиационной плотности и относительно малой угловой расходимости. Представляет интерес механизм формирования этих потоков.

Базовым явлением, составляющим основу функционирования плоских рентгеновских волноводов-резонаторов, является явление полного внешнего отражения (ПВО) потока квазимонохроматического (характеристического) рентгеновского излучения на плоском материальной интерфейсе, которое впервые наблюдалось проф. А. Комптоном [13]. ПВО рентгеновских потоков, как и отражение электромагнитного излучения любых длин волн, сопровождается образованием области интерференции, размер которой соразмерен длине когерентности данного излучения [14]. Появление области интерференции при полном внешнем отражении потока рентгеновских лучей на материальном интерфейсе впервые было зарегистрировано в работе [15]. Рисунок 2 схематически демонстрирует очертание интерференционной области. При этом существенно отметить, что период стоячей рентгеновской волны в области интерференции оказывается много больше длины волны рентгеновского излучения, породившего это явление, вследствие малости угла ПВО. Например, критический угол полного внешнего отражения излучения $\text{MoK}\alpha$ на поверхности кварца составляет 0.1° , а период стоячей волны в угловой области ПВО меняется в интервале 170-20 нм. Над интерфейсом размеры интерференционной области ограничены, в то время как объем рефлектора возбуждается полностью, хотя значение интерференционного поля в этом объеме убывает с увеличением расстояния от интерфейса экспоненциально [15]. Если направить поток квазимонохроматического рентгеновского излучения в плоский протяженный щелевой зазор, образованный парой плоских полированных рефлекторов, то возможна реализация двух принципиально различающихся ситуаций. Для широких щелевых зазоров ($S > \lambda_0^2 / 2\Delta\lambda$)

будет реализован механизм многократного полного внешнего отражения потока, характерный для поликапиллярной рентгеновской оптики [16]. В случае узких протяженных щелей ($S < \lambda_0^2 / 2\Delta\lambda$) реализуется механизм волноводно-резонансного распространения потока квазимонохроматической рентгеновской радиации [15]. При этом в щелевом зазоре образуется однородное интерференционное поле стоячей рентгеновской волны (рис. 3). Важно отметить, что критический параметр, определяющий механизм распространения рентгеновского потока, половина длины когерентности для характеристических рентгеновских излучений, попадает в наноразмерный диапазон [17]. Например, величина этого параметра для излучения $\text{MoK}\alpha$ составляет 110 нм.

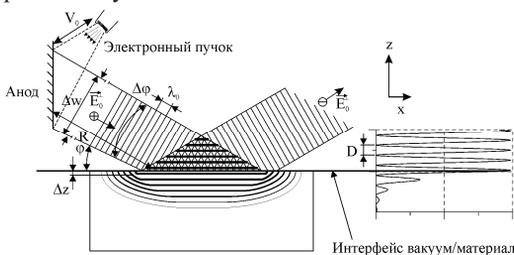


Рисунок 2. Схема образования интерференционного поля рентгеновской стоячей волны: V_0 – дистанция между анодом и электронной пушкой; w – ширина проекции анода; R – расстояние между анодом и рефлексором; ϕ – угол падения потока; $\Delta\phi$ – угловая характеристика расходимости потока; D – период стоячей волны ($D \gg \lambda_0$); Δz – глубина проникновения при ПВО; E_0 – вектор поля падающего излучения; E_R – вектор поля отраженного излучения.

Важной практической характеристикой механизма волноводно-резонансного распространения потока рентгеновского квазимонохроматического излучения является малое ослабление интенсивности этого потока в результате его распространения в протяженном наноразмерном щелевом зазоре. Эта особенность механизма является результатом того, что оба рефлекторных объема возбуждены синфазно с проходящим в щелевом зазоре излучением, т.е. поток находится в резонансе с рефлекторными объемами. Эффективность транспортировки рентгеновского потока в соответствие с механизмом волноводно-резонансного распространения оказывается существенно выше в сравнении с его прохождением в щелевом зазоре по типу многократного ПВО. В условиях использования идеально полированных диэлектрических рефлекторов, имеющих аморфную или

монокристаллическую структуру, эффективность транспортировки потоков рентгеновского излучения достигает 92%. Существенно заметить, что 100% эффективности транспортировки излучения волноводно-резонансными структурами добиться невозможно в силу принципиальных физических ограничений. Во-первых, транспортируемый поток должен затратить некоторую энергию на резонансное возбуждение рефлекторов, материал которых характеризуется определенной величиной коэффициента поглощения [18]. А с другой стороны, интерференционные эффекты в рентгеновской области длин волн являются результатом пространственной когерентности [17,19]. К настоящему времени проведены экспериментальные исследования транспортной эффективности ПРВР длиной от 25 до 200 мм. Они не показали принципиальной зависимости транспортной эффективности от размера волноводно-резонаторов в условиях использования одинаковой технологии полировки рефлекторов.

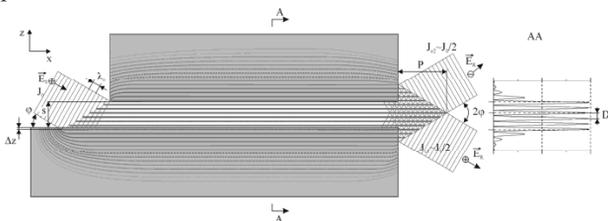


Рисунок 3. Схема образования однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в плоском узком щелевом зазоре: J_0 и J_{e1} , J_{e2} – интенсивности захваченного волноводом и формируемого потоков; λ_0 – средняя длина волны; P – размер области выпячивания интерференционного поля из щелевого зазора ПРВР ($P=\lambda_0^3/8\Delta\lambda^2$). Справа показано распределение интенсивности стоячей волны в щелевом зазоре.

При выборе материала рефлекторов оказывается крайне важным обратить внимание на его внутреннюю микроструктуру. Прямые экспериментальные исследования использования материалов с различной микроструктурой показали, что применение поликристаллических рефлекторов не позволяет добиться распространения потока квазимонохроматического излучения в соответствие с механизмом его волноводно-резонансного движения в наноразмерных щелевых зазорах. Аналогичная ситуация имела место при попытках использования в качестве рефлекторов органические соединения. Невозможность волноводно-резонансного распространения рентгеновского излучения в

условиях использования поликристаллических и органических рефлекторов связана с тем, что в подобных материальных структурах не может появиться однородного (убывающего) интерференционного поля стоячей рентгеновской волны вследствие наличия границ зерен или появления неоднородностей при формировании конденсированного объекта из цепочечных молекул.

Крайне полезной особенностью волноводно-резонансных структур являются повышенная радиационная плотность формируемых ими рентгеновских пучков в сравнении с пучками рентгеновского излучения, регистрируемыми на выходе формирователей, построенных на базе щелевых обрезывающих структур. В качестве примера на рисунке 4 показана экспериментально полученная зависимость радиационной плотности излучения $\text{CuK}\alpha$ на выходе плоских протяженных щелевых структур и формирователя потока, построенного на базе одной обрезывающей щели, от ширины щели и ширины плоского щелевого зазора [11]. Весь объем экспериментального материала получен в условиях идентичной работы источника излучения БСВ-24 (Cu) $U=20$ кэВ, $I=10$ мА. Представленные результаты показывают, что на выходе ПРВР радиационная плотность потока превышает аналогичный параметр для потока, сформированного обрезывающей щелью, на 2-3 порядка. Объяснение этого факта представляется достаточно очевидным. Дело в том, что ширина проекции фокусного пятна рентгеновского источника составляет 0.1 мм, а ширина щелевого зазора ПРВР, рассчитанного на медное излучение, может быть выбрана в размерном интервале 7-190 нм (для $\text{MoK}\alpha$ - 7-110 нм). Как уже упоминалось ранее, верхние пределы этих интервалов определяются половиной длины когерентности излучения. Нижний предел этого интервала от длины волны не зависит. Он лимитируется плотностью материала рефлекторов. В то же время величина 7 нанометров является в некотором плане условным значением. Дело в том, что оценка этой величины была сделана в предположении справедливости Френелевского подхода к описанию эффектов полного внешнего отражения и особенностей механизма волноводно-резонансного распространения потоков квазимонохроматического рентгеновского излучения [15]. Хотя подобный подход является общепринятым (например, [6,7,18]), он неправилен, поскольку длина волны рентгеновского излучения меньше межатомного расстояния в материальных средах. Поэтому введение

диэлектрической проницаемости в случае взаимодействия рентгеновского излучения с веществом может рассматриваться лишь как локальный параметр, а введение коэффициента преломления вообще не представляется возможным. На необходимость специфического подхода для описания такого взаимодействия указывал еще Л.Д. Ландау [20]. Именно по этой причине значение нижней границы в 7 нанометров является оценочной величиной и может оказаться либо несколько больше, либо несколько меньше.

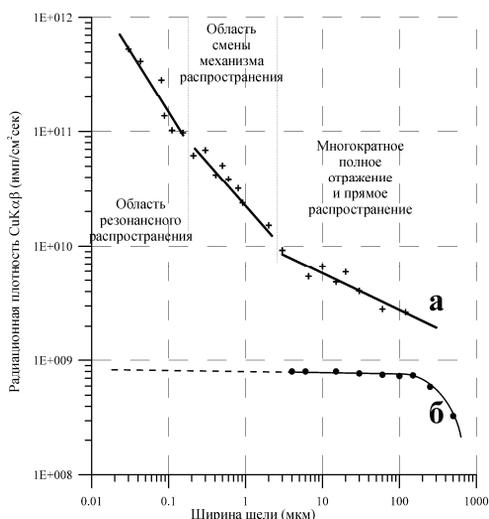


Рисунок 4. Прямое сравнение радиационной плотности в потоках квазимонохроматического излучения, сформированных плоскими протяженными щелевыми зазорами (а) и обрезавшей щелью (б).

Особое внимание заслуживает вопрос о величине угловой расходимости потока излучения, формируемого на выходе волноводно-резонансного устройства. Рисунок 3, схематически показывающий захват, транспортировку и выход потока рентгеновской радиации, наглядно демонстрирует наличие угловой расходимости формируемого потока. Предельный угол захвата рентгеновского квазимонохроматического излучения определяется удвоенным значением критического угла ПВО выбранного излучения для материала рефлекторов. Для излучения $MoK\alpha$ в случае использования кварцевых рефлекторов предельный угол захвата излучения составляет 0.2° . ПРВР захватывает поток в угловом интервале, не превышающим критического значения, и выбрасывает этот поток на

выходе в том же угловом интервале, в котором он был захвачен. На первый взгляд, кажется, что если горизонтальная угловая расходимость сформированного потока близка к 0.1° , то он имеет прекрасные показатели. Однако, элементарные расчеты показывают, что при наличии подобной угловой расходимости уже на расстоянии нескольких сантиметров от выходного окна ПРВР исчезают главные практические преимущества рентгеновских потоков, формируемых волноводно-резонансными структурами: наноразмерность и повышенная радиационная плотность. Поэтому возникает настоятельная необходимость модификации простейших волноводно-резонансных конструкций, позволяющая снизить угловую расходимость формируемого рентгеновского пучка без снижения его интегральной интенсивности. Проведенные поисковые исследования позволили предложить два независимых подхода к решению этой задачи. Оба эти подхода иллюстрируются рисунком 5. На нем изображены сравнительные геометрические схемы формирования рентгеновского потока с помощью волновода-резонатора простейшей конструкции, ПРВР, собранного из рефлекторов разной длины и так называемого составного плоского рентгеновского волновода-резонатора (СПРВР) [21], а также пространственные распределения интенсивностей в потоках, сформированных этими устройствами. Ширина щелевых зазоров в волноводах равнялась 100 нм. ПРВР простейшей конструкции формирует поток излучения с гауссовым пространственным (угловым) распределением интенсивности и полушириной, соответствующей углу захвата излучения $\text{FeK}\alpha$. В случае ПРВР с разноразмерными рефлекторами распределение интенсивности становится полугауссовым. На выходе составного волновода-резонатора распределение интенсивности вновь демонстрируют гауссову форму. Интегральные интенсивности во всех трех случаях оказываются одинаковыми. Угол захвата излучения также неизменен ($\varphi_1=0.14^\circ$). В то же время потоки, сформированные модифицированными устройствами, демонстрируют очевидное снижение угловой расходимости в сравнении с потоком на выходе ПРВР простейшей конструкции. Следует заметить, что за снижение угловой расходимости в случае «разноразмерного» ПРВР приходится платить искажением формы пространственного распределения, а в случае СПРВР плата оказывается более серьезной. У сформированного им потока ухудшается монохроматичность и, соответственно, уменьшается длина когерентности.

Представляет интерес остановиться на некоторых особенностях функционирования модифицированных ПРВР.

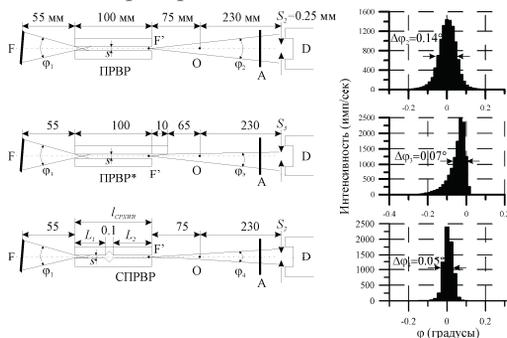


Рисунок 5. Геометрия измерений пространственного распределения интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных ПРВР простейшей конструкции волноводом-резонатором с разноразмерными рефлекторами и СПРВР, а также экспериментально полученные распределения. Измерения выполнены при работе источника БСВ-24 (Fe) $U=20$ кэВ, $J=10$ мА. Коэффициент поглощения фильтра $K=50$.

Понимание работы ПРВР, построенного на базе разновеликих рефлекторов, не вызывает особых сложностей. Если обратиться к рисунку 3, моделирующему идею образованию однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всем объеме протяженного щелевого зазора, то на выходе предполагается появление двух потоков с несколько отличающимися угловыми направлениями. При увеличении длины, например, нижнего рефлектора, рентгеновский поток, обращенный вниз, будет развернут вверх в результате ПВО на возникшем рефлекторном выступе. Потоки, будучи сфазированными, сложатся и удвоят наблюдаемую интенсивность в половине гауссового распределения.

Существенно сложнее интерпретировать эффект снижения угловой расходимости в случае использования составного волновода-резонатора. Экспериментальные исследования показали, что в случае установки двух ПРВР один за другим во взаимно съюстированном положении, то при уменьшении расстояния между выходным окном первого и входным окном второго наблюдается постепенное увеличение угловой расходимости и интегральной интенсивности на выходе второго ПРВР почти от нулевого значения. При этом расходимость возрастает монотонно, достигая максимума (т.е. значения, соответствующего углу захвата излучения первым ПРВР) при касании первого и второго ПРВР. В

то же время интенсивность результирующего потока ведет себя с изменением расстояния не монотонно. При достижении размера зазора между волноводами, близкого по значению к величине выпячивания интерференционного поля из щелевого зазора первого ПРВР ($P=\lambda_0^3/8\Delta\lambda^2$), происходит скачкообразное увеличение интенсивности до величины, близкой к значению интенсивности потока, захваченного первым ПРВР.

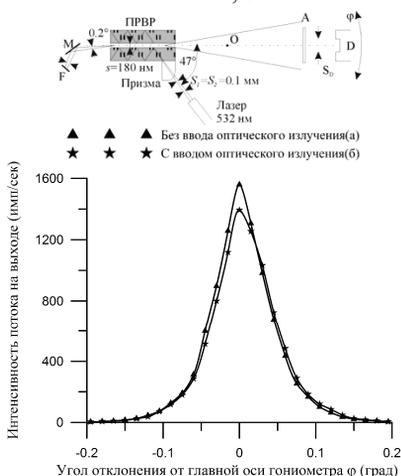


Рисунок 6. Геометрия проведения рентгено-оптических исследований и экспериментальная реализация рентгено-оптического взаимодействия.

Предварительная интерпретация этого явления связывается с возникновением взаимодействия интерференционных полей, возникающих в щелевых зазорах обоих волноводов-резонаторов, что приводит к перераспределению электромагнитной плотности в поле стоячих рентгеновских волн и, в конечном счете, частичному угловому тунелированию рентгеновского квазимонохроматического потока. Самосогласованная физическая модель углового тунелирования к настоящему времени не создана, как и адекватная модель механизма волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновского излучения. Однако концепция взаимодействия интерференционных полей получила в последнее время неожиданное экспериментальное развитие. Дело в том, что интерференционное поле появляется в условиях отражения любых потоков электромагнитных излучений, не только рентгеновских, но и оптических. Проведенные недавно эксперименты по излучению принципиальной возможности влияния на параметры потока

квазимонохроматического рентгеновского излучения потоком оптического излучения через взаимодействие возбуждаемых ими интерференционных полей показало, что такое взаимодействие реализуется [22].

На рисунке 6 показана геометрия исследований возможного влияния потока оптического излучения на поток излучения $\text{CuK}\alpha$, инициирующий в протяженном воздушном щелевом зазоре ПРВР шириной 180 нм однородное интерференционное поле стоячей рентгеновской волны, и зафиксированный результат такого влияния. В кварцевый ПРВР направлялся поток рентгеновского излучения $\text{CuK}\alpha$, выделенный из потока, генерируемого рентгеновской трубкой, монохроматором под углом, обеспечивавшем возбуждение интерференционного поля стоячей рентгеновской волны с периодом 180 нм. Одновременно в один из прозрачных рефлекторов ПРВР вводился поток оптического излучения с длиной волны 532 нм в условиях полного внутреннего отражения под углом, обеспечивавшим возникновение интерференционного поля стоячей оптической волны с периодом 360 нм. В этих условиях удалось зафиксировать влияние оптического потока на рентгеновский через взаимодействие их интерференционных полей. Эффект, наблюдаемый на рисунке 5, невелик, но он открывает перспективы управления параметрами потоков рентгеновской радиации.

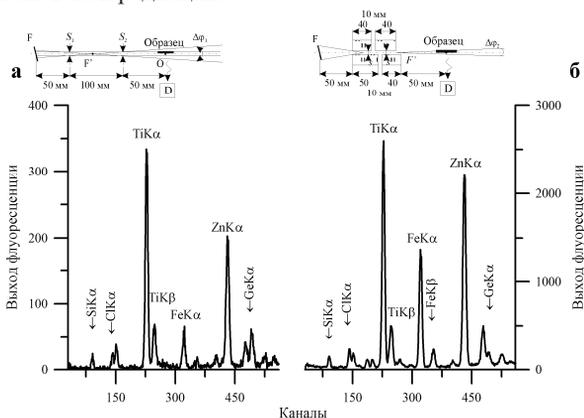


Рисунок 7. Геометрии диагностики методом РФА ПВО пленки $\text{Ti}_2\text{Zn/Si}$ в условиях формирования потока возбуждения двущелевой структурой и ПРВР модифицированной конструкции. Двущелевой формирователь оснащен двумя щелями $S_1=S_2=6$ мкм, СПРВР имеет щелевой зазор $s=0.08$ мкм. Условия работы источника излучения БСВ-28 (Mo) $U=25$ кэВ, $J=10$ мА. Время измерений 300 сек.

Поскольку одной из задач рентгеновской нанофотоники является диагностическое обеспечение нанообъектов, представляется полезным привести некоторые примеры подобного применения волноводов-резонаторов. Наиболее ярким примером серьезной востребованности данных устройств является диагностический метод рентгенофлуоресцентного анализа в условиях полного внешнего отражения рентгеновского потока возбуждения РФА ПВО [6]. Рентгенофлуоресцентный анализ в условиях ПВО характеризуется тем, что диагностирует элементный состав поверхностного слоя изучаемого объекта толщиной 3-5 нм. В результате возбуждения столь тонкого поверхностного слоя спектр выхода рентгеновской флуоресценции демонстрирует крайне низкое значение фоновой составляющей, что позволяет на 2-3 порядка снизить пределы обнаружения примесей в сравнении с РФА измерениями в стандартной геометрии. Более того, вследствие малости возбуждаемого объема метод РФА ПВО не нуждается в введении матричных поправок и легко может обходиться без эталонов. Применение волноводов-резонаторов в качестве формирователей потоков возбуждения для РФА ПВО спектроскопии оказывается крайне эффективным, поскольку критическим параметром для этого диагностического метода является радиационная плотность. На рисунке 7 приведен пример повышения эффективности метода РФА ПВО за счет применения ПРВР. Обзор возможностей применения волноводов-резонаторов для РФА ПВО представлен в работе [23].

ПРВР могут применяться для локальной РФА диагностики материалов, локальной дифрактометрии, дифрактометрии в условиях ПВО, локальной дефектоскопии, локальных сцинтилляционных измерений, а также эффективной диагностики воздушной среды. РФА ПВО с ПРВР уже находит широкое применение в экологии и медицине. Волноводы-резонаторы найдут широкое применение в нанолитографии, в рентгеновской микро- и наноскопии, в системах, требующих мощного локального возбуждения, а также в практике двойных технологий.

Авторы благодарят за внимание и помощь в работе к.ф.м.н. С.А. Афанасьева.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №15-08-02618 и 13-07-00782).

Список литературы

1. *Валиев К.А.* Физика субмикронной литографии. -М.: Наука, 1990. 528 стр.
2. *Броудай И., Мерей Дж.* Физические основы микротехнологии. -М.: Мир, 1985. 494 стр.
3. Белая книга по нанотехнологиям, исследования в области наночастиц, наноструктур и нанокompозитов в РФ / Под. ред. *Аржанцев В.И.* и др. -М.: изд. ЛКИ, 2008. 344 стр.
4. *Фелдман А., Майер Д.* Основы анализа поверхности и тонких пленок. - М.: Мир, 1989. 342 стр.
5. *Новотный Л., Хехт Б.* Основы нанооптики. -М.: Физматлит, 2009. 482 стр.
6. *Klockenkamper R., von Bohlen A.* Total x-ray fluorescence analysis and related methods. -New York: Wiley, 2015. 519 p.
7. Modern developments in X-ray and neutron optics / Eds. *Erko A., Idir M., Krist T., Michette A.G.* -Berlin: Springer, 2008. 533 p.
8. *Balz A.V.* Fresnel zone plate for optical image formation using extreme ultraviolet soft x-ray radiation. // J. Opt. Soc. Am. -1961, v51, p. 405-412.
9. *Snigerev A., Kohn V., Snigereva L., Lengeler B.A.* A compound refractive lens for focusing high energy x-ray. // Nature. -1996, v384, p. 49-51.
10. *Jark W., Di Fonzo S., Logomarsino S., Cedola A. and all.* Properties of a submicrometer X-ray beam at the exit of a waveguide. // Appl. Phys. -1996, v80, #9, p. 4831-4836.
11. *Egorov V.K., Egorov E.V.* Planar X-ray waveguide-resonator features. // Trends in Appl. Spec. -2010, v8, p. 67-83.
12. *Егоров В.К., Егоров Е.В.* Технологические аспекты построения плоского рентгеновского волновода-резонатора. // Поверхность (рентг., синхр., нейтр. исследования). -2013, №7, с. 40-49.
13. *Compton A.H.* The total reflection of X-ray. // Philos. Mag. -1923, v45, p. 1121-1131.
14. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. -М.: Наука, 1973. 719 с.
15. *Егоров В.К., Егоров Е.В.* Экспериментальные исследования и модель формирования рентгеновских пучков наноразмерного диапазона. // Поверхность (рентг., синхр., нейтр. исследования). -2005, №12, с. 24-46.
16. *Kumahov M., Komarov F.* Multiple reflection from surface X-ray optics. // Phys. Rep. -1990, v191, p. 289-352.

17. *Егоров В.К., Егоров Е.В.* Условия реализации радиационной сверхтекучести и некоторые свойства пучков, сформированных плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами. // Поверхность (рентг., синхр., нейтр. исследования). -2007, №1, с. 82-99.
18. *Блохин М.А.* Физика рентгеновских лучей. –М.:ГИТТЛ, 1957. 518 стр.
19. *Мандель Л., Вольф Э.* Оптическая когерентность и квантовая оптика. – М.: Физматлит, 2000. 895 стр.
20. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. –М.: ГИФМЛ, 1959. стр. 510-523.
21. *Egorov V.K., Egorov E.V.* Composite X-ray waveguide-resonator as a background for the new generation of the material testing equipment for films on Si substrate. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. -2002, v716, p. 189-195.
22. *Егоров В.К., Егоров Е.В.* Особенности рентгеновской нанофотоники в условиях воздействия оптического излучения // «Полупроводники-2015» / Материалы 12й Российской конференции по полупроводникам, 21-25 сентября 2015 г. Ершово. –М.:....., 2015, с. 358.
23. *Egorov V.K., Egorov E.V.* Peculiarities of the planar waveguide-resonator application for TXRF spectrometry, Review. // Advances in X-ray Chem. Anal. Japan. -2013, v44, p. 21-40.

**More
Books!** 



yes
I want morebooks!

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн - в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов!
Мы используем экологически безопасную технологию "Печать-на-Заказ".

Покупайте Ваши книги на
www.morebooks.de

Buy your books fast and straightforward online - at one of the world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.morebooks.de

OmniScriptum Marketing DEU GmbH
Bahnhofstr. 28
D - 66111 Saarbrücken
Telefax: +49 681 93 81 567-9

info@omniscrptum.com
www.omniscrptum.com

OMNIScriptum



