# Формирование наноразмерных радиационных потоков волноводно-резонансными рентгеновскими устройствами

*Е.В. Егоров [1,2,3], В.К. Егоров [1]*
*[1] Институт проблем технологии микроэлектроники Российской академии наук, 142432, Россия, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 6;*
*[2] ИРЭ РАН, 141190, Россия, г. Фрязино, пл. Введенского, д. 1;*
*[3] Финансовый университет при правительстве Российской Федерации, 125167, Россия, г. Москва, Ленинградский проспект, д. 49/2*

***Аннотация***

Выполнен ряд экспериментальных и модельных исследований особенностей формирования наноразмерных потоков рентгеновского квазимонохроматического излучения устройствами, функционирующими в рамках явления волноводно-резонансного распространения радиационных потоков. Найдены подходы, позволившие повысить интегральную интенсивность плоских рентгеновских волноводов-резонаторов простейшей конструкции и уменьшить угловую расходимость формируемых ими рентгеновских пучков без изменения параметров лабораторных источников излучения. Показано, что составной плоский рентгеновский волновод-резонатор, составленный из двух волноводов-резонаторов простейшей конструкции, расположенных друг за другом и взаимно съюстированных в геометрии параллельности их щелевых зазоров, позволяет уменьшить угловую расходимость формируемого потока при сохранении его интегральной интенсивности, при этом существенно ухудшая степень его монохроматичности. Разработана феноменологическая модель наблюдаемого эффекта. Показано, что в скрещенной геометрии, когда щелевые зазоры плоских рентгеновских волноводов-резонаторов развернуты друг относительно друга на 90 градусов, удается сформировать точечный наноразмерный рентгеновский пучок с интегральной плотностью, приемлемой для рентгеновской литографии.

*Ключевые слова*: волновод-резонатор, стоячая волна, интерференционное поле, расходимость, составной волновод-резонатор, ПРВР, литография.

*Цитирование*: **Егоров, Е.В.** Формирование наноразмерных радиационных потоков волноводно-резонансными рентгеновскими устройствами / Е.В. Егоров, В.К. Егоров // Компьютерная оптика. – 2026. – Т. 50, № 5. – 1870. – doi: 10.18287/COJ1870.

*Citation*: Egorov EV, Egorov VK. Formation of nano-sized radiation flows using waveguide-resonance X-ray devices. Computer Optics 2026; 50(5): 1870. doi: 10.18287/COJ1870.

## *Введение*

Появление интереса к формированию радиационных потоков наноразмерного сечения в значительной степени явилось результатом технологического развития в направлении нано, микро и миниатюризации практически значимых объектов электроники и фотоники. Эта тенденция особенно ярко проявилась в процессе модификации оптической методологии, включающей использование так называемой «оптики ближнего поля», которая функционирует в размерном интервале вблизи дифракционного предела световых излучений [1]. Однако поскольку принято считать, что наноразмерная область представляется дистанциями менее 100 нм, возможности использования потоков светового излучения, соответствующего диапазону 400 – 800 нм, представляются определённым образом ограниченными. В то же время ввиду того, что длины волн рентгеновского излучения соответствуют нано- и субнаноразмерным интервалам [2], представлялось перспективным использовать потоки рентгеновской радиации для решения целого ряда практических нанотехнологических и нанодиагностических задач, несмотря на некоторые очевидные технические трудности формирования таких потоков. Впервые в 1971 году на наличие таких возможностей было обращено внимание в работе профессора Спиллера [3].

Методический подход к проведению исследований, выполненных в этой работе, опирался на опыт, накопленный в процессе разработки и построения оптических световодов с той лишь разницей, что в световодных материальных структурах описание распределения оптических потоков опирается на явление полного внутреннего отражения [4, 5], а для интерпретации функционирования рентгеноводов использовалось явление полного внешнего отражения, впервые зафиксированное профессором Комптоном [6]. С точки зрения Френелевского подхода оба эти явления по сути идентичны, поскольку они реализуют возможность полного отражения потока на интерфейсе, разделяющем материальные среды с различными коэффициентами преломления, при распространении падающего потока в среде с более высоким значением этого коэффициента. Однако при этом имеет место некоторое различие в механизме отражения рентгеновского потока на материальном интерфейсе с отражением света. Дело в том, что длина волны световых потоков на несколько порядков превышает межатомное расстояние в материальных средах и параметры элементов объёмов этих сред

с высокой достоверностью могут считаться не зависящими от координат. При рассмотрении взаимодействия рентгеновского излучения с материалом ситуация оказывается несколько другой, поскольку рентгеновские длины волн соизмеримы, а часто и меньше межатомного расстояния. В этих условиях параметры среды, и в частности параметр диэлектрической проницаемости, становятся зависящими от координаты, на что впервые было обращено внимание академиком Л.Д. Ландау [7]. Френелевский подход этот факт игнорирует, и коэффициент преломления для рентгеновского излучения оказывается меньше единицы. Поскольку отклонение от единицы незначительно, общепринято считать, что использование френелевского приближения допустимо для описания как полного внешнего отражения, так и явлений отражения по Брегу и Лауэ [8, 9].

В упомянутой выше работе профессора Спиллера, как и в оптических световодах, для транспортировки потока рентгеновского излучения CuKα ($\lambda_0 = 0{,}154$ нм) были использованы трёхслойные материальные структуры $Al_2O_3/BN/Al_2O_3$, в которых в качестве рентгеноводной среды применялся нитрид бора, для которого в соответствии с Френелевским приближением коэффициент преломления был равен $n = 1 - 0{,}8\cdot10^{-6}$. Для $Al_2O_3$ этот параметр составлял $n = 1 - 1{,}6\cdot10^{-5}$. Толщины плоского протяжённого рентгеноводного слоя в использованных в работе рентгеноводах варьировали вблизи 40 нм. Для ввода излучения в рентгеновод использовался узкий коллимированный квазимонохроматический пучок с угловой расходимостью около 0,015°. Выполнение измерения позволило зарегистрировать наличие двух «магических» углов и распространение потока радиации в рентгеноводах в соответствии с формированием мод нулевого и первого порядков. Направление, связанное с разработкой и совершенствованием материальных рентгеноводных структур, формирующих наноразмерные рентгеновские пучки, активно развивается на протяжении последнего полувека [10, 11]. Однако вследствие относительно высокого поглощения в рентгеноводном слое оно нашло некоторое практическое применение лишь в условиях использования синхротронных установок.

Несколько своеобразный подход в поисках путей и методов формирования рентгеновских пучков малого поперечного сечения продемонстрировала научная группа профессора Т.А. Мингазина [12]. В процессе выполнения их исследований было обнаружено, что плотно сложенные плоские кварцевые полированные пластины, образующие так называемый «бесщелевой» коллиматор, не пропускают оптическое излучение, но способны транспортировать рентгеновскую радиацию, причём интенсивность прошедшего излучения была близка к 1 % от интенсивности падающего потока. Более того, было установлено, что при попадании в «бесщелевую» область любых жидкостей прохождение рентгеновского потока полностью блокируется, а при равномерном сжатии пластин эффективность транспортировки потока снижается пропорционально приложенному усилию. В своих исследованиях сотрудники группы Т.А. Мингазина интерпретировали функционирование разработанной ими «бесщелевой» структуры в рамках модели многократного полного внешнего отражения, которой также придерживалась команда Спиллера и последователи построения его рентгеноводной конструкции. При этом следует заметить, что подобный подход считался и до сих пор считается общепризнанным при описании механизма функционирования оптических световодов [13].

Поиском условий для формирования рентгеновских пучков малого сечения задолго до работ Спиллера и Т.А. Мингазина занимался профессор Хирш [14]. Будучи выдающимся специалистом в области электронной микроскопии, он предложил формировать рентгеновские пучки малого сечения с помощью полых круглых кварцевых капилляров. При этом существенным отличием подхода Хирша явилось предложение использовать в качестве рентгеноводной среды воздух, характеризующийся значительно меньшим поглощением в сравнении с материалами, которые использовали Спиллер и его последователи. Хиршу действительно удалось сформировать рентгеновские пучки микронного сечения, но его исследования длительное время оставались незамеченными. Вопросами развития капиллярной оптики занималась группа М.А. Кумахова [15], а также некоторые зарубежные группы [16]. При этом необходимо отметить, что, несмотря на определённые успехи развития рентгеновской капиллярной методологии, на ее базе не удалось разработать и построить формирователи рентгеновских пучков наноразмерного диапазона. В вопросе о механизме распространения потоков рентгеновского излучения в рентгеновских моно- и поликапиллярных устройствах разночтения отсутствуют. Общепринято, что в этих устройствах рентгеновская радиация распространяется в результате суперпозиции прямого распространения и многократного полного внешнего отражения на внутренних поверхностях капилляров.

В ряду исследований, посвящённых поиску возможностей и конструкционных решений построения устройств для формирования рентгеновских устройств малого сечения, особняком стоят работы, проведённые группой Званенбурга [17]. Исследователям этой группы удалось разработать планарный рентгеновский волновод с воздушной рентгеноводной средой, в котором ширина плоского протяжённого щелевого зазора могла изменяться механически в субмикронном размерном интервале при идентичности вариации ширины по всей протяжённости зазора. В своей работе авторы использовали квазимонохроматический рентгеновский пучок, выделенный из радиационного потока синхротрона ESRF с $\lambda_0 = 0{,}075$ нм, $\Delta\lambda = 0{,}375\cdot10^{-5}$ нм, $L = \lambda_0^2/\Delta\lambda = 1500$ нм, где $L$ является длиной когерентности излучения. При ширине канала, образованного кварцевыми пластинами с хромовыми покрытиями, на их внутренней стороне, равной 250 нм, при длине 52 мм и высоте 0,1 мм авторам удалось сформировать рентгеновский пучок с интенсивностью $2{,}4\cdot10^7$ фотон/с. Предполагалось, что поток рентгеновского излучения распространялся в щелевом зазоре в соответствии с механизмом многократного

полного внешнего отражения. При этом крайне существенно указать, что полное внешнее отражение происходило на поверхности хромовых плёнок толщиной 30 нм, структура которых была поликристаллической.

Существенным упущением всех цитируемых исследований, связанных как с полным внутренним отражением оптического излучения, так и с полным внешним отражением рентгеновской радиации на материальном интерфейсе, явилось игнорирование интерференции падающего и отражённого потоков. Впервые экспериментальное наблюдение интерференционной картины, вызванной взаимодействием падающего и отражённого потоков оптического излучения при зеркальном отражении от серебряного зеркала, было зарегистрировано в 1890 году профессором Вейнером [18]. В этой работе была выполнена непосредственная регистрация возникновения стоячих волн в условиях стационарного возбуждения. Возможность образования интерференционной картины в условиях полного внешнего отражения потока рентгеновских лучей на материальном интерфейсе послужила причиной изучения особенностей явления полного внешнего отражения группой профессора Бедзика [19]. Выполненные ими исследования экспериментально показали, что в стационарных условиях при полном внешнем отражении потока квазимонохроматического рентгеновского излучения на материальном интерфейсе действительно возникает интерференционная область стоячей рентгеновской волны в воздушной среде над интерфейсом. Некоторые особенности этого явления изложены в данной работе.

## *1. Теория*

В результате выполненных командой профессора Бедзика исследований была предложена схема визуализации явления полного внешнего отражения на материальном интерфейсе, представленная на рис. 1*а*. Было экспериментально показано, что в воздушной среде над интерфейсом наблюдается интерференционная картина, результирующая взаимодействие падающего и отражённого рентгеновского квазимонохроматического излучения с длиной волны $\lambda_0 = 0{,}13$ нм ($E_0 = 9{,}8$ кэВ). Исследования выполнялись на базе Карнельского высокоэнергетического синхротронного источника (CHFSS) с использованием двухкристального германиевого монохроматора с ориентацией (111), формирующего поток со степенью монохроматизации $\Delta E = 0{,}9$ эВ ($\Delta\lambda = 0{,}12\cdot10^{-4}$ нм) с размером пучка $2\times0{,}07$ мм$^2$ и его угловой расходимостью $\Delta\varphi = 0{,}11°$. Они позволили зафиксировать в интерференционной области появление стоячей волны с периодом:

$$D = \lambda_0/2\theta_c, \tag{1}$$

где $\theta$ представляет собой критический угол полного внешнего отражения. В соответствии с общепринятым подходом этот параметр определяется выражением [20]:

$$\theta_c = \sqrt{2\delta} = A\sqrt{\rho}, \tag{2}$$

где $\rho$ – плотность материала рефлектора.

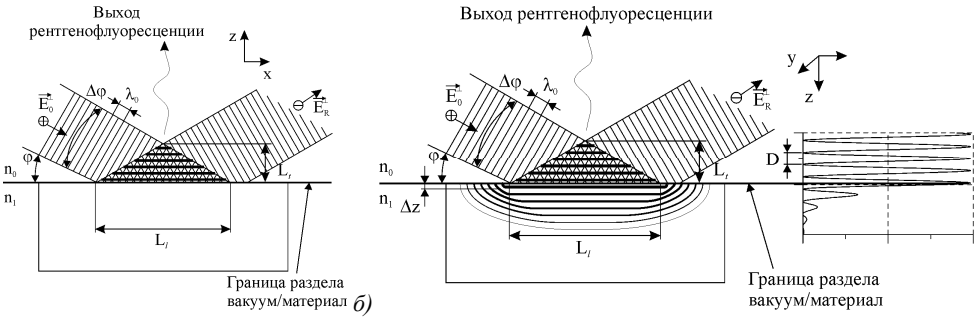
Входящий в это выражение параметр $\delta$ является составной частью формулы, определяющей коэффициент преломления материала $n$, отражающей поляризацию его объёма [20]:

$$N = 1 - \delta - \beta. \tag{3}$$

Входящий в выражение (3) параметр $\beta$ характеризует эффективность поглощения рентгеновского излучения в материальной среде. Согласно измерениям, проделанным этой группой, было показано, что размеры интерференционной области в воздушной среде ограничены, но величины этих размеров не были получены. Проведение таких оценок оказалось возможным, опираясь на концепцию пространственной когерентности, развитую в работах Мондейла и Вольфа [21]. На основе этой концепции удалось показать, что продольные и поперечные размеры этой области определяются половиной длины когерентности излучения, испытывающего полное внешнее отражение на материальном интерфейсе [22]. Более того, на основании принципа непрерывности удалось уточнить схему визуализации явления полного внешнего отражения на материальном интерфейсе за счет введение фактора возбуждения. Уточнённая схема приведена на рис. 1*б*. Несмотря на введённое уточнение, представленная схема всё равно остаётся упрощённой, поскольку она не учитывает эффект Гуса–Хансен, связанный с некоторым смещением отражённого потока от позиции исходного падения радиации [23], и фактора наличия переходного слоя [24]. Однако поскольку ожидается, что влияние этих факторов незначительно, можно надеяться, что их игнорирование не приведёт к значительным погрешностям при обсуждении процесса транспортировки потока квазимонохроматического рентгеновского излучения плоским протяжённым щелевым зазором, образованным диэлектрическими рефлекторами.

На рис. 2 показана схема плоского протяжённого щелевого зазора, сформированного полированными диэлектрическими рефлекторами. При падении на вход зазора непараллельного рентгеновского пучка в угловом интервале $\theta_0$ очевидно, что через него пройдёт та его часть, которая не взаимодействует с внутренними поверхностями рефлекторов и соответствует угловому интервалу $\theta_1$, то есть свободно распространяющийся радиационный поток. При изменении ширины щелевого зазора его интенсивность будет пропорционально

меняться, достигая нулевого значения при соприкосновении рефлекторов, то есть при формировании так называемого «бесщелевого» рентгеновского коллиматора. Однако здравый смысл подсказывает, что, помимо свободно распространяющегося потока, возможно появление дополнительного вклада, связанного с явлением полного внешнего отражения, как это показано на рисунке для некоторых выделенных лучевых направлений, например, соответствующих угловым направлениям «а» и «б». При уменьшении ширины щелевого зазора этот вклад в интенсивность формируемого выходного потока также должен стремиться к нулю. Таким образом, на основании простейшего рассмотрения рентгено-транспортной эффективности плоских протяжённых щелевых зазоров можно сделать вывод, что оба указанных механизма распространения рентгеновских потоков в подобных структурах предполагают снижение интенсивности формируемого на выходе до нулевого значения при уменьшении величины щелевого зазора до нуля.




*а)* *б)*

*Рис. 1. Первоначально появившаяся схема визуализации явления полного внешнего отражения рентгеновского потока на материальном интерфейсе [19] (а) и уточнённая схема, разработанная в результате включения в рассмотрение некоторых неучтённых ранее факторов [22] (б). ΔZ – глубина проникновения интерференционного поля в объём материала рефлекторов, определяемое как снижение его интенсивности в «е» раз*

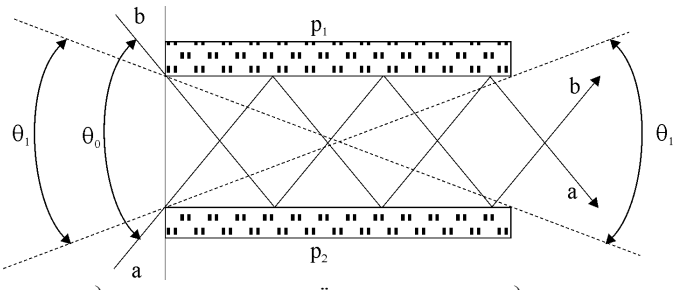



*Рис. 2. Геометрия падения на вход планарного протяжённого рентгеновода непараллельного радиационного пучка в угловом интервале $\theta_0$ и его распределение на составляющие, одна из которых, соответствующая угловому интервалу $\theta_l$, свободно распространяется в щелевом зазоре, и остальная часть испытывает отражение на рефлекторных поверхностях*

Теперь следует остановиться на вопросе об особенностях проявления эффекта полного внешнего отражения при функционировании плоского протяжённого щелевого зазора. При этом важнейшим фактором оказывается соотношение размеров ширины щелевого зазора и поперечного сечения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, возникающей при полном внешнем отражении падающего излучения на внутренней поверхности рефлекторов, составляющих щелевой зазор. Поскольку размер поперечного сечения интерференционного поля в условиях полного внешнего отражения (ПВО) определяется половиной длины когерентности квазимонохроматического рентгеновского излучения, с практической точки зрения представляется целесообразным оценить размеры этого параметра для основных характеристических излучений, генерируемых лабораторными рентгеновскими источниками [25]. Эти сведения приведены в табл. 1.

*Табл. 1. Параметры характеристических излучений, генерируемых лабораторными рентгеновскими источниками [25]. Длины когерентности излучения определяются как $L = \lambda_0^2/\Delta\lambda$; $\theta_c$ для кварца*

| Излучение | $E_0$, кэВ | $\lambda_0$, нм | $\Delta\lambda$, нм | $L$, нм | $L/2$, нм | $\theta_c$, град |
|---|---|---|---|---|---|---|
| CrKα | 5,414 | 0,2290 | $1{,}03\cdot10^{-4}$ | 509 | 254 | 0,32 |
| FeKα | 6,403 | 0,1936 | $1{,}01\cdot10^{-4}$ | 372 | 186 | 0,27 |
| CoKα | 6,929 | 0,1789 | $0{,}81\cdot10^{-4}$ | 396 | 198 | 0,25 |
| CuKα | 8,046 | 0,1541 | $0{,}58\cdot10^{-4}$ | 409 | 204 | 0,21 |
| MoKα | 17,776 | 0,0709 | $0{,}29\cdot10^{-4}$ | 175 | 88 | 0,1 |
| AgKα | 22,159 | 0,0559 | $0{,}28\cdot10^{-4}$ | 112 | 56 | 0,077 |

Справочные данные, приведённые в табл. 1, показывают, что поперечный размер области интерференции в условиях ПВО соответствует наноразмерному диапазону. Таким образом, сопоставление этого размера и ширины

плоского протяжённого щелевого зазора относится к манипуляции в наноразмерном диапазоне. Если ширина щелевого зазора превышает размер интерференционного поля, то можно ожидать, что поток рентгеновского излучения будет транспортироваться щелевым каналом как в соответствии с механизмом свободного распространения радиации, так и в рамках механизма многократного полного внешнего отражения. На рис. 3 представлены схемы такого распространения для узко направленного радиационного потока, падающего на входной срез плоского протяжённого щелевого зазора, с учётом и без учёта сдвига Гуса–Хансен. Представленные схемы вполне подтверждают концепцию реализации модовой структуры при распространении рентгеновских потоков в плоских протяжённых щелевых зазорах, экспериментально продемонстрированную в работе Спиллера и в последующих публикациях этого направления.

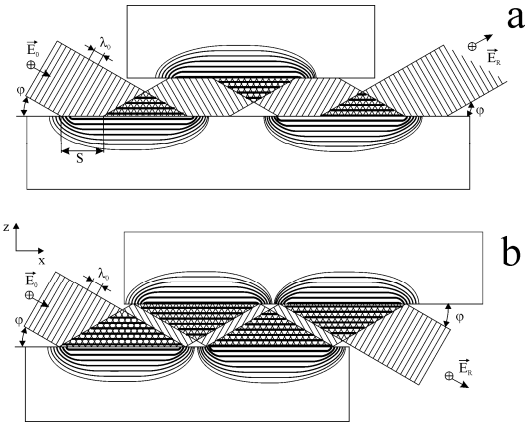



*Рис. 3. Схемы зигзагообразного распространения узконаправленного потока рентгеновской радиации в плоских протяжённых щелевых зазорах с шириной щели, превышающей поперечный размер интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, под одним из магических углов, падающего на их входы, с учётом сдвига Гусса–Хансен (а) и без него (б)*

Однако теоретически возможно возникновение другой ситуации, когда ширина плоского протяжённого щелевого зазора сравняется и станет меньшей в сравнении с поперечным размером области интерференции стоячей рентгеновской волны в условиях ПВО квазимонохроматического рентгеновского потока. В этом случае локальные интерференционные поля стоячей рентгеновской волны, последовательно появившиеся в первый момент падения стационарного рентгеновского потока на входной срез плоского протяжённого щелевого зазора, взаимно перекроются с образованием во всём его пространстве однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны. На рис. 4*а* показана схема образования этого однородного поля на примере падения на входной срез зазора малорасходящегося рентгеновского потока. При этом возникает крайне существенное отличие от ситуации, характерной для транспортировки потока квазимонохроматического рентгеновского излучения в соответствии с механизмом многократного последовательного полного внешнего отражения, описанного выше. В основе реализации механизма ПВО лежит необходимость сфазированности последовательных отражений. Именно этот фактор определяет возникновение модовой структуры и появление выделенных направлений падения рентгеновского потока на входной срез щелевого зазора, определяемых так называемыми «магическими» углами. При транспортировке рентгеновского излучения узкими протяжёнными щелевыми зазорами, то есть планарными устройствами, ширина щелевого зазора которых оказывается меньше поперечного размера локальной интерференционной стоячей рентгеновской волны, пропадает необходимость ориентации малорасходящегося потока по направлениям магических углов для его транспортировки рентгеноводом. Однородное интерференционное поле будет возникать в зазоре при падении узконаправленных потоков под любым направлением к оси этого зазора с единственным условием не превышения критического угла ПВО данного излучения для материала рефлекторов. Вариация этого угла приведёт лишь к изменению периода стоячей рентгеновской волны однородного интерференционного поля. В случае узких плоских протяжённых щелевых зазоров резко возрастает транспортная эффективность при падении на их вход непараллельных рентгеновских квазимонохроматических потоков, как это имеет место при использовании в качестве источников радиации стандартных рентгеновских трубок. В этом случае щелевой зазор захватывает и транспортирует почти без ослабления весь падающий на него поток, формируя в своём пространстве множество однородных интерференционных полей стоячих рентгеновских волн со своим периодом, соответствующим каждому направлению падения рентгеновских потоков (рис. 4*б*). Его ожидаемая эффективность будет определяться поглощением в тонкой (порядка 10 нм) приповерхностной зоне рефлекторов.

В то же время при попытке транспортировки таких рентгеновских пучков в соответствии с механизмом многократного последовательного ПВО плоский щелевой зазор будет проводить селекцию в соответствии с набором «магических» углов, отражающих конкретную ситуацию. При падении узко направленного рентгеновского потока на один из рефлекторов зазора под «магическим» углом $\varphi_1$ период стоячей волны в локальной интерференционной зоне будет определяться выражением [19]:

$$D = \lambda_0/2\sin\varphi_1 \approx \lambda_0/2\varphi_1. \quad (4)$$

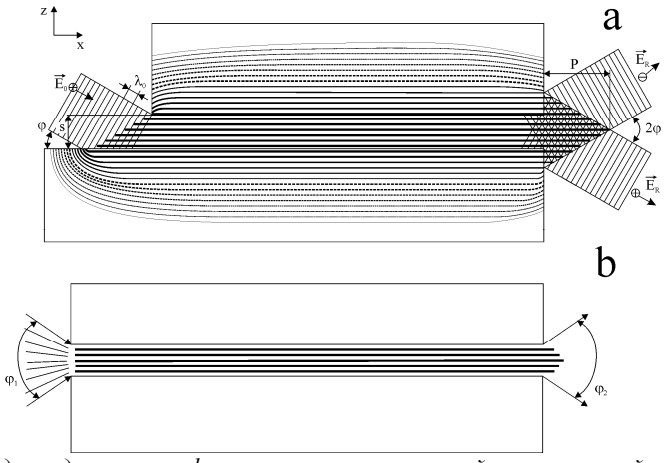



*Рис. 4. Схема образования однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны при падении на плоский протяжённый щелевой зазор, ширина которого меньше половины длины когерентности падающего радиационного потока, при условии, что он является узко направленным или, точнее, абсолютно параллельным (а). При падении широкоуглового потока (б) в зазоре возникает широкий набор интерференционных картин со своим периодом стоячих рентгеновских волн*

При отклонении узко направленного рентгеновского потока от «магического» направления на величину $\Delta\varphi_1$ период стоячей волны в локальном интерференционном поле изменится на величину $\Delta D_\varphi$, которая будет определяться выражением:

$$|D_\varphi| = \lambda_0/2\cdot\Delta\varphi_1/\varphi_1^2 = \lambda_0\Delta\varphi_1/2\varphi_1^2. \quad (5)$$

Изменение периода $\Delta D_\lambda$ будет вызвано вариацией длины волны на некоторую величину $\Delta\lambda$ в соответствии с выражением:

$$\Delta D_\lambda = \Delta\lambda/2\varphi_1. \quad (6)$$

В использованных квазимонохроматических потоках $\Delta\lambda$ характеризует степень их монохроматичности и, следовательно, фактически определяет уровень размытия локального интерференционного поля. Сравнивая величины $\Delta D_\varphi$ и $\Delta D_\lambda$, можно реально оценить угловую ширину «магического» направления $\Delta\varphi_1$, которая требует сфазированности последовательных полных внешних отражений. При этом величину $\Delta D_\varphi$ при сравнении необходимо взять в удвоенном значении, поскольку угловое отклонение от «магического» направления возможно в обе стороны. В итоге для $\Delta\varphi_1$ может быть получено оценочное выражение:

$$\Delta\varphi_1 = \varphi_1\Delta\lambda/2\lambda_0. \quad (7)$$

Для общей оценки рентгено-транспортной эффективности механизма многократного полного внешнего отражения необходимо сопоставить угловую апертуру захвата рентгеновского потока плоским протяжённым щелевым зазором, который равен удвоенному значению критического угла ПВО данного излучения для материала рефлекторов, что составляет величину, близкую к 0,1°, и значение $\Delta\varphi_1$, умноженное на число разрешённых «магических» направлений, которое, как правило, составляет несколько единиц. Поскольку отношение $\Delta\lambda/\lambda_0$ для характеристических рентгеновских излучений не превышает величину $10^{-4}$, можно ожидать, что эффективность транспортировки радиационных потоков в рамках механизма многократного последовательного ПВО не превысит значения 1 %. Более того, при этом существенно заметить, что исходя из значений половины длины когерентности характеристических рентгеновских излучений, генерируемых лабораторными радиационными источниками, реализация данного механизма будет ожидаться для плоских протяжённых щелевых зазоров субмикронной и микронной ширины, то есть для рентгеновской моно- и поликапиллярной оптики. В то же время механизм распространения потоков рентгеновской радиации, сопряжённый с образованием однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны во всём воздушном пространстве плоского протяжённого щелевого зазора, ожидаемо может быть реализован при наноразмерной ширине щелевых зазоров. При этом существенно, что данный механизм, получивший название «волноводно-резонансный механизм распространения радиационных потоков» [26], не связан с системой «магических» углов и модовой структурой. Он позволяет захватить весь радиационный поток, попадающий в угловой интервал, не превышающий двойного критического угла распространяющегося излучения для материала рефлекторов, транспортирует его с малым ослаблением и формирует на выходе рентгеновский пучок с почти сохранённой интенсивностью, наноразмерной нитевидной формой и угловой расходимостью, эквивалентной углу захвата излучения.

### *2. Эксперимент*

Для экспериментального построения воздушных плоских протяжённых щелевых зазоров наноразмерной ширины было разработано простое и надёжное устройство, которое легко вписывалось в рентгенооптическую структуру рентгеновского цифрового гониометра HZG-4 горизонтального типа. Схема этого устройства представлена на рис. 5.

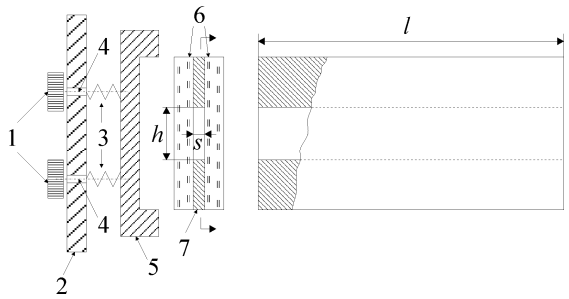


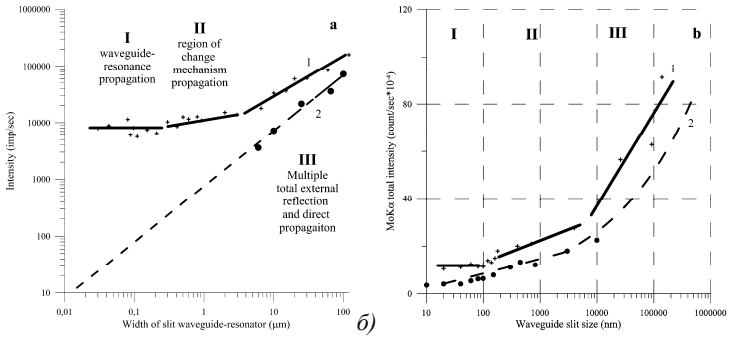

*Рис. 5. Конструкционная схема устройства, позволяющая надёжно комплектовать и выполнять устойчивую юстировку плоских протяжённых щелевых зазоров с шириной от нулевого значения до макровеличин на стандартном рентгеновском цифровом гониометре. 1 – юстировочные барашки, 2 – установочная пластина, 3 – пружина, 4 – прецизионные юстировочные винты, 5 – держатель рентгеновода, 6 – кварцевые рефлекторы, 7 – Ti-плёнки,* s *– ширина зазора,* h *– его высота,* l *– его длина*

Для изготовления щелевых зазоров в качестве рефлекторов были использованы кварцевые полированные пластины с аморфной кристаллической структурой. Чтобы сформировать плоский протяжённый щелевой зазор наноразмерной ширины, на края одного из пары рефлекторов напылялись титановые полоски необходимой толщины. Значение этой толщины контролировалось по изменению частоты колебаний кварцевого свидетеля в вакуумной камере L-1060 и уточнялось методами резерфордовского обратного рассеяния ионов и нарушенного полного внутреннего отражения света [27]. Экспериментальная диагностика параметров пучков рентгеновского излучения, сформированных плоскими протяжёнными щелевыми зазорами разной ширины, выполнялась и на гониометре HZG-4 с использованием излучений CuKαβ и MoKαβ, генерируемых рентгеновскими трубками БСВ-24 (Cu) и БСВ-24 (Mo) в геометрии, реализующей ширину фокуса источников 0,1 мм. На рис. 6 представлены зависимости интегральной интенсивности рентгеновских квазимонохроматических потоков CuKαβ и MoKαβ от ширины щелевого зазора, полученные с применением устройства, схема которого показана на рис. 5. Для сравнения на рис. 6*а* представлена зависимость интегральной интенсивности в рентгеновском потоке, сформированном щелевой структурой, построенной из двух последовательно установленных обрезающих щелей на расстоянии, соответствующем длине щелевого зазора, от синхронно меняющейся ширины этих щелей. На рис. 6*б* представлена зависимость интенсивности рентгеновского потока, формировавшегося щелевым зазором, составленным из поликристаллических ферритовых рефлекторов, от ширины этого зазора.

Обе представленные на рис. 6 зависимости интегральной интенсивности потоков рентгеновского излучения, сформированных кварцевыми щелевыми зазорами, могут быть аппроксимированы тремя размерными интервалами, хотя границы этих интервалов для разных излучений оказываются различающимися. Граница микронной области, которая связывается с транспортированием рентгеновской радиации в условиях суперпозиции свободного распространения и многократного ПВО, при распространении излучения CuKαβ заканчивается в районе 3 мкм, в то время как для MoKαβ она наблюдается в области 7 мкм. Значения верхней границы наноразмерных интервалов, транспортировка рентгеновских пучков в которых предположительно связывается с волноводно-резонансным распространением, также различается для обеих зависимостей. Для медного излучения эта граница оказывается близкой к 200 нм, в то время как для молибденовой радиации этот интервал заканчивается в районе 90 нм. Промежуточный интервал на обеих зависимостях предположительно рассматривается как область смены механизма распространения радиационных потоков. Аналогичные зависимости, но с существенно меньшей подробностью, были получены для излучений CrKαβ, FeKαβ и CoKαβ.

Представляется необходимым более подробно остановиться на обсуждении распространения рентгеновских характеристических потоков в плоских протяжённых щелевых зазорах наноразмерной ширины. Во-первых, если отложить в сторону теоретические соображения, обсуждённые в предыдущем параграфе, то с точки зрения здравого смысла представляется странным и аномальным отсутствие стремления к нулевой интенсивности формируемого потока при уменьшении ширины щелевого зазора, как это предполагается при синхронном уменьшении ширины в системе двух последовательно установленных вертикальных образующих щелей. Во-вторых, кажется совершенно непонятным факт отсутствия влияния ширины щелевого зазора на интенсивность формируемого потока, причем вплоть до формирования этого потока «бесщелевым» кварцевым коллиматором. И, в-третьих, оказывается, что верхняя граница этого интервала зависит от параметров радиационного потока, транспортируемого щелевым зазором. Однако самым парадоксальным в выполненных нами исследованиях оказалось то, что наблюдающийся с кварцевыми рефлекторами аномальный эффект пропадает при использовании в качестве рефлекторов поликристаллических структур! Дальнейшие наши исследования

показали, что при использовании монокристаллических рефлекторов для образования плоских протяжённых щелевых зазоров эффект аномального распространения радиационных потоков сохраняется. Следовательно, для грамотного и беспристрастного анализа полученных результатов надо отбросить соображения здравого смысла, основанные на обсуждении данных макроскопического масштаба, и попробовать использовать результаты модельного анализа особенностей и следствий явления полного внешнего отражения.




*а)* *б)*

*Рис. 6. Интегральные зависимости рентгеновских пучков CuKαβ (а) и MoKαβ (б), сформированных кварцевым плоским протяжённым щелевым зазором, от его ширины (1). Для сравнения на фрагменте (а) показана аналогичная зависимость, полученная для системы $2^x$ образующих щелей (2), расположенных на расстоянии, соответствующем длине кварцевого рентгеновода, а на фрагменте (б) показана аналогичная зависимость, полученная для поликристаллических ферритовых рефлекторов (2)*

Для проведения подобного анализа необходимо сопоставить экспериментально полученные данные по оценочному значению верхних границ наноразмерных интервалов на обеих зависимостях, представленных на рис. 6, и параметры излучений CuKα и MoKα, представленные в табл. 1. Бросается в глаза, что эти значения оказываются близкими к величинам половины длины когерентности этих излучений. Более того, выполненные модельные оценки показали, что в условиях образования однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, или, другими словами, при реализации механизма волноводно-резонансного распространения радиационных потоков, интенсивность формируемого щелевым зазором рентгеновского пучка не будет зависеть от ширины щели и, следовательно, не будет стремиться к нулю при уменьшении ширины этого зазора. Следовательно, по указанным признакам можно утверждать, что развитые модельные представления соответствуют полученным экспериментальным данным и кажущийся на первый взгляд аномальный результат является проявлением специфического природного явления.

Результаты вышеизложенных исследований определили реальный подход к разработке и построению рентгеновских устройств, формирующих наноразмерные рентгеновские пучки со стабильными параметрами. Эти устройства функционируют в рамках механизма волноводно-резонансного распространения рентгеновских квазимонохроматических потоков. Таким устройством, имеющим простейший конструкционный дизайн, является плоский рентгеновский волновод-резонатор (ПРВР). Конструкционно это устройство выполнено по той схеме, что и сборка, использованная для выполнения исследований влияния ширины плоского протяжённого щелевого зазора на параметры формируемого им рентгеновского пучка (рис. 5). Разница состоит лишь в том, что в имеющуюся конструкцию помещается рефлекторная пара, которая образует плоский протяжённый щелевой зазор, обеспечивающий распространение выбранного рентгеновского квазимонохроматического потока в соответствии с механизмом его волноводно-резонансного распространения. Таким образом, ПРВР захватывает рентгеновскую радиацию в угловом интервале, не превышающем удвоенного значения критического угла ПВО, транспортирует поток почти без ослабления и формирует на выходе рентгеновский пучок нитевидной формы наноразмерной ширины с углом расходимости, равным углу захвата радиации. Следует заметить, что ПРВР не является фокусирующим устройством, но повышает радиационную плотность в сформированном потоке на 3 – 4 порядка в сравнении с пучками, сформированными щелевыми обрезающими структурами. Высокая радиационная плотность в формируемом ПРВР пучке объясняется существенной разницей в ширине проекции фокуса радиационных источников и щелевого зазора волновода-резонатора. Таким образом, важнейшими свойствами ПРВР является способность формировать нитевидные рентгеновские пучки наноразмерной ширины, которые демонстрируют повышенную радиационную плотность. Однако с практической точки зрения ПРВР простейшей конструкции характеризуется и определёнными недостатками. Во-первых, формируемые ПРВР пучки существенно уступают в интегральной интенсивности потокам излучения, формируемым стандартными щелевыми структурами миллиметровой ширины, используемыми для дифрактометрических измерений. Во-вторых, рентгеновские пучки, сформированные на выходе ПРВР, характеризуются угловой расходимостью с величиной порядка 0,1°. Кажущаяся малость этого параметра резко снижает практическую значимость данного устройства, поскольку уже на нескольких сантиметрах от выходного среза ПРВР теряются главные преимущества формируемого им потока: наноразмерность и повышенная радиационная плотность. Поэтому были предприняты попытки нивелирования указанных недостатков.

Как показали выполненные нами исследования, повысить радиационную светосилу рентгеновских волноводно-резонансных структур можно относительно простым модифицированием конструкции простейших ПРВР. На основании выполненных поисковых экспериментальных исследований оказалось, что повышение интегральной интенсивности рентгеновского пучка, формируемого ПРВР, или, другими словами, увеличение его радиационной светосилы, может быть достигнуто без ухудшения других параметров этого пучка и без увеличения мощности источника излучения за счёт установления на его входе концентратора радиационного потока. Идея этого подхода заключается в том, чтобы создать условия для попадания в волноводно-резонансный щелевой зазор большей части излучаемой источником радиации. Оказалось, что подобная задача может быть решена путём установки углового концентратора на входе ПРВР с шириной углового захвата излучения, не превышающей двойного критического угла ПВО для используемых отражающих материалов. При этом наиболее простым и естественным способом построения подобного углового концентратора излучения явилась модификация формы рефлекторов, формирующих волноводно-резонансный щелевой зазор путём создания угловых скосов на некоторой длине этих рефлекторов с углом, не превышающим критического угла ПВО. В этом случае удаётся получить угловой входной концентратор, автоматически съюстированный с плоским протяжённым щелевым зазором наноразмерной ширины, который представляет собой плоский рентгеновский волновод-резонатор. Входной угловой концентратор позволяет, используя явление полного внешнего отражения, вводить в волноводно-резонансный канал значительно большую часть потока, излучаемую проекцией фокуса источника радиации. В качестве примера, демонстрирующего реальное повышение радиационной светосилы волноводно-резонансной структуры, модифицированной введением в конструкцию входного углового концентратора, на рис. 7 показаны геометрии формирования рентгеновского нитевидного пучка наноразмерной ширины с помощью ПРВР простейшей конструкции и модифицированного дизайна. В последнем использован встроенный входной угловой концентратор длиной 30 мм, что составляло 30 % от длины волноводно-резонансного щелевого зазора. Там же приведены гистограммы пространственного (углового) распределения интенсивности потока излучения FeKαβ, сформированного данными волноводно-резонансными структурами в условиях идентичности функционирования источника излучения БСВ-24 (Fe) при $U = 20$ кэВ, $J = 10$ мА при проекции ширины фокуса $F = 0{,}1$ мм.

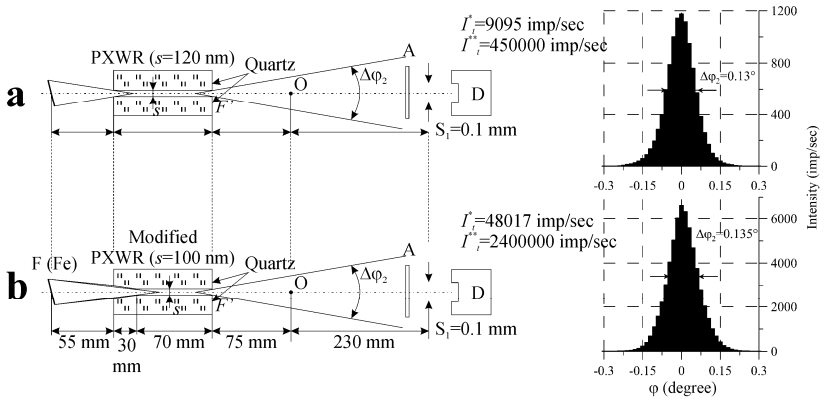



*Рис. 7. Схемы формирования пучков рентгеновского излучения FeKαβ волноводом-резонатором простейшей конструкции (а) и ПРВР, модифицированного использованием входного углового концентратора (б) и гистограммы пространственного распределения интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных этими устройствами. ПРВР построены с использованием кварцевых рефлекторов. Размерные данные представлены на рисунке*

Сравнение форм полученных гистограмм показывает, что применение входного углового концентратора не вызывает изменения пространственного распределения интенсивности в рентгеновском пучке. В то же время модификация конструкции позволила в 5 раз увеличить радиационную светосилу волноводно-резонансной структуры при сохранении основного достоинства формируемого ею радиационного пучка. Более того, расчёты показывают, что имеются возможности дальнейшей модификации ПРВР путём изменения формы входного концентратора от линейной к параболической. Дополнительный модификационный ресурс связан с возможностью изготовления рефлекторов из материалов с более высокой плотностью в сравнении с кварцем, поскольку критический угол ПВО в соответствии с выражением (2) непосредственно определяется этим параметром. Например, использование в качестве материала рефлектора нитрида тантала TaN с плотностью 14,3 г/см$^3$ вместо кварца позволит увеличить критический угол ПВО в 2,5 раза. Реализация указанных мероприятий позволяет быть уверенным, что вопрос повышения интенсивности наноразмерных рентгеновских пучков с практической точки зрения не является проблемой. Поиски нейтрализации второго существенного недостатка, характерного для ПРВР простейшей конструкции, связанного с наличием угловой расходимости формируемого им пучка, оказались более проблемными. В процессе обсуждения этого вопроса было предложено три конструкции, представленные на рис. 8, предположительно позволяющие понизить угловую расходимость без потери интегральной интенсивности формируемого пучка.

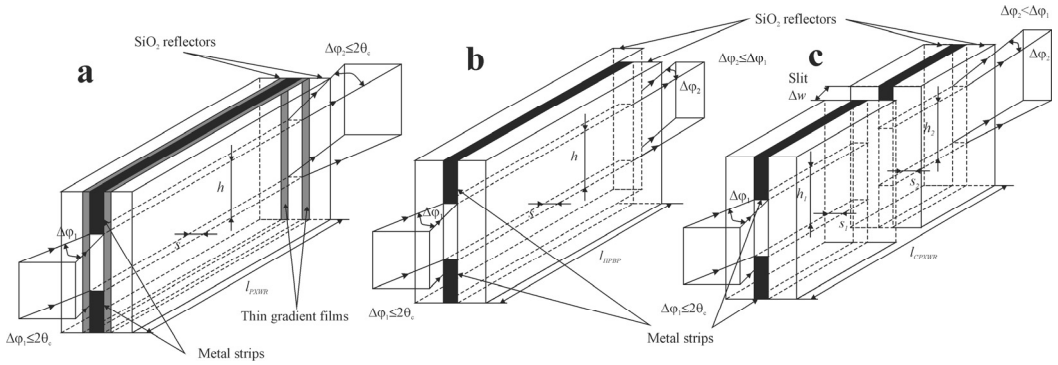



*Рис. 8. Схемы конструкций волноводов-резонаторов, предположительно позволяющих уменьшить угловую расходимость формируемого рентгеновского пучка в сравнении с углом захвата радиационного потока: а) устройство с градиентным плёночным покрытием, б) ПРВР, построенный на базе применения разноразмерных рефлекторов, в) составной плоский рентгеновский волновод-резонатор*

В первой предложенной конструкции предполагалось использовать рефлекторы, образующие щелевой зазор с плёночным покрытием, в котором реализуется градиент плотности с её более высоким значением на входе ПРВР и снижением к выходу. Были выполнены попытки использования твёрдого раствора $HfO_2$-$TiO_2$, позволяющего изменять плотность вдоль зазора от 9,7 до 4,2 (рис. 8*а*). К сожалению, этот подход оказался нереализуемым, поскольку получаемая оксидная плёнка оказывалась поликристаллической и в полученном устройстве не реализовывался волноводно-резонансный режим и интенсивность формируемого пучка оказывалась ничтожной.

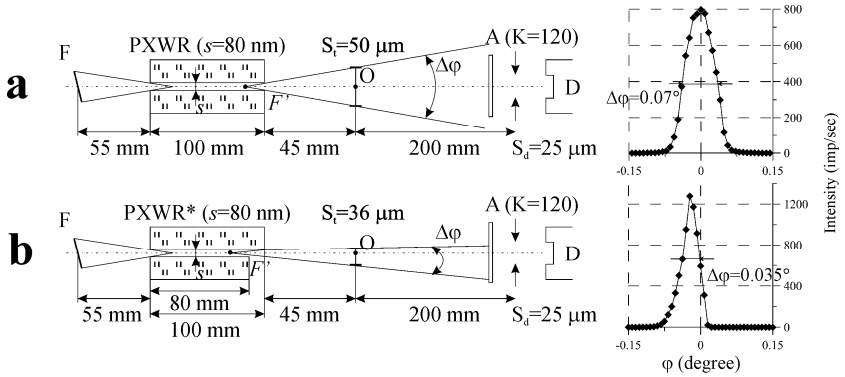



*Рис. 9. Схемы формирования пучков рентгеновского излучения MoKαβ с использованием ПРВР простейшей конструкции (а) и волновода-резонатора, построенного на базе рентгено-рефлекторной пары разной длины (б) и гистограммы пространственного распределения интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных этими устройствами. Размерные данные представлены на рисунке $K_A$=120*

Вторая предложенная конструкция, связанная с применением разновеликих рефлекторов для образования ПРВР, оказалась работоспособной (рис. 8*б*). На рис. 9 представлены экспериментальные схемы диагностики пространственного (углового) распределения интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных ПРВР простейшей конструкции и волноводом-резонатором, построенным с использованием кварцевых рефлекторов разной длины. Там же представлены гистограммы экспериментально зарегистрированных распределений. Сравнение полученных результатов показывает, что предложенный конструктивный подход позволяет формировать нитевидный рентгеновский пучок наноразмерной ширины с приблизительно вдвое уменьшенной угловой расходимостью при сохранении его интегральной интенсивности. Однако форма распределения пространственной интенсивности изменилась от гауссовой к полугауссовой. С практической точки зрения такие пучки могут быть использованы для рентгенофлуоресцентных исследований. В то же время их применение для нанодифрактометрии и нанотомографии имеет определённые ограничения.

Третья предложенная конструкция, представляющая собой два последовательно установленных и взаимно съюстированных ПРВР простейшей конструкции (рис. 8*в*), также оказалась вполне практически реализуемой. В то же время следует заметить, что взаимная юстировка наноразмерных протяжённых щелевых зазоров представляет собой весьма трудоёмкую процедуру. Такая конструкция была названа составным плоским рентгеновским волноводом-резонатором (СПРВР), и она действительно позволила уменьшить угловую расходимость формируемого пучка по сравнению с возможностями формирования ПРВР простейшей конструкции при сохранении его интегральной интенсивности. Более того, оказалось, что формируемый СПРВР пучок сохраняет гауссово пространственное распределение интенсивности. Это наглядно видно на рис. 10. Сравнение представленных на рисунке гистограмм показывает, что применение СПРВР уменьшает угловую

расходимость формируемого пучка почти вдвое. Изучение особенностей этого устройства показало, что параметры формируемого им пучка критическим образом зависят от величины дистанции между последовательно установленными ПРВР. При варьировании этой дистанции оказалось, что, когда она равна нулю, СПРВР демонстрирует параметры, соответствующие волноводу-резонатору простейшей конструкции. Увеличение дистанции приводит к уменьшению угла расходимости формируемого пучка при сохранении его интегральной интенсивности. Однако при достижении некоторого значения интенсивности расстояние между ПРВР скачком уменьшается приблизительно на три порядка, а угол расходимости достигает значения около 0,01°. Дальнейший рост дистанции приводит к уменьшению всех параметров пучка. Более того, оказалось, что на изменение угловой расходимости формируемого пучка также влияют форма и качество обработки торцов рефлекторов обоих ПРВР.

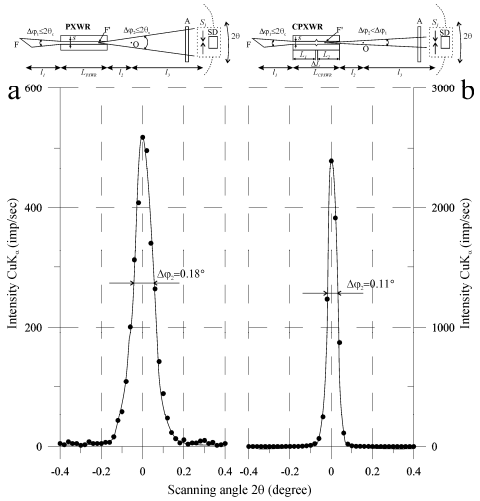



*Рис. 10. Схемы формирования пучков рентгеновского излучения CuKαβ с помощью ПРВР простейшей конструкции (а) и составного волновода-резонатора (б) и гистограммы пространственного распределения интенсивности в пучках, сформированных этими устройствами. Источники излучения БСВ-24 (Cu) в режиме U = 20 кэВ, J = 10 мА. Коэффициент ослабления фильтра А $K_A$ = 50. Ширина щелевых зазоров s = 40 нм. Расстояние между последовательно установленными ПРВР x = 0,1 мм*

### *Заключение*

Выполненные исследования привели к предварительному заключению, что особые свойства СПРВР связаны с возможным взаимодействием интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, возбуждённого первичным потоком в первом СПРВР, с интерференционным полем, возбуждаемым во втором ПРВР за счёт проникновения в его щелевой зазор рентгеновского пучка, сформированного первым ПРВР [28]. Систематические исследования особенностей формирования рентгеновских пучков, формируемых СПРВР, выполнить пока не удалось. Их проведение в значительной степени осложнено трудностями взаимной юстировки ПРВР, а также неопределённой степенью влияния на параметры формируемого пучка формы и качества обработки торцов рефлекторов, образующих ПРВР. В то же время в результате проведённых измерений удалось выявить параметр формируемого СПРВР пучка, изменение которого сопровождает уменьшение его угловой расходимости. Необходимость выявления такого параметра соответствовала фундаментальному требованию теоремы Лиувилля, согласно которой объём фазового пространства континуума материальных точек остаётся неизменным в процессе его динамической эволюции [29]. Для континуума фотонов, составляющих пучок рентгеновского излучения, это означает, что если в результате внешней манипуляции у него изменился один из параметров, то это изменение должно сопровождаться адекватным изменением одного или нескольких других его параметров. Оказалось, что принудительное изменение угловой расходимости формируемого потока сопровождается ухудшением его монохроматичности, то есть возрастанием фактора $\Delta\lambda$, отвечающего за этот параметр в соответствии с выражением [30]:

$$\delta\lambda = \varphi_1\lambda_0\delta\varphi\,, \tag{8}$$

где $\varphi_1$ является углом захвата первичного потока. Поскольку факт изменения степени монохроматичности рентгеновского потока в результате его специфического взаимодействия с материалом в рамках функционирования СПРВР является фундаментальным фактором, необходима разработка детальной теоретической модели его работы.

В процессе изучения особенностей функционирования составного волновода-резонатора были выполнены пионерские исследования формирования точечных пучков рентгеновской радиации наноразмерного сечения. Предполагалось, что такие пучки могут быть получены с помощью специфического СПРВР, в котором

последовательно расположенные ПРВР простейшей конструкции находятся в скрещенном режиме. В этом случае второй ПРВР будет захватывать только малую часть линейного рентгеновского потока, сформированного первым устройством, а на выходе второго ПРВР будет формироваться пучок, размеры которого по двум перпендикулярным координатам будут определяться ширинами щелевых зазоров последовательно установленных ПРВР.

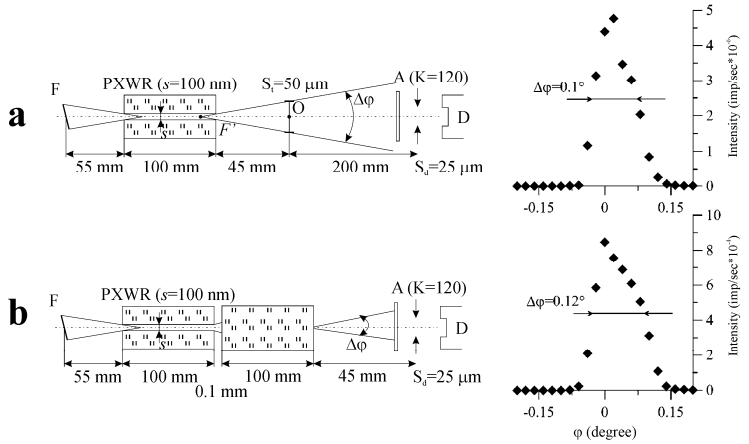



*Рис. 11. Схема формирования пучка рентгеновского излучения MoKαβ первым ПРВР (s=100 нм) при отсутствии второго ПРВР в структуре составного волновода-резонатора в скрещенной геометрии и гистограмма распределения интенсивности сформированного им пучка в реальных значениях (а) и схема формирования пучка составного ПРВР в скрещенной геометрии, в которой в качестве второго применен волновод-резонатор с входным угловым концентратором (рис. 7) (б) и угловое распределение интенсивности в тех же координатах в сформированном точечном пучке*

Для оценки ожидаемого результата был сформирован пучок рентгеновского излучения MoKαβ с помощью ПРВР с щелевым зазором 100 нм, что близко к верхнему значению волноводно-резонансной области для этого излучения (рис. 6*б*). Полученное пространственное распределение интенсивности представлено на рис. 11*а*. На выходе из ПРВР пучок имеет ширину 100 нм, высоту 10 см и характеризуется реальной интегральной интенсивностью $18 \cdot 10^6$ фотон/с и угловой расходимостью $\Delta\varphi = 0{,}1°$. При пристыковке к первому ПРВР второго волновода-резонатора с шириной щелевого зазора $\rho = 100$ нм в скрещенной геометрии практически не удалось зафиксировать появление на его выходе рентгеновского излучения. Теоретически ожидаемая интегральная интенсивность для этого пучка составляла величину около 200 фотон/с. Вероятно, одной из причин отсутствия регистрации наличия пучка со столь невысокой интенсивностью связана с реальными трудностями взаимной юстировки подобных структур. Однако попытка сформировать наноразмерный точечный пучок путём использования в качестве второго ПРВР его модифицированной версии, оснащённой входным угловым концентратором, увенчалась успехом. В этом случае входное окно второго устройства имело реальную ширину около 0,1 мм и теоретически ожидаемая интегральная интенсивность формируемого потока составляла значение $2 \cdot 10^5$ фотон/с. При этом на выходе всё равно формировался бы точечный пучок сечением $100 \times 100$ нм$^2$. Вследствие относительно высокой интенсивности ожидаемого пучка относительно легко оказалось выполнение юстировочных операций. В итоге удалось получить пространственное распределение (угловое по одной из осей) интенсивности, представленное на рис. 11*б* с сечением $100 \times 100$ нм$^2$, интегральной интенсивности около $4 \cdot 10^5$ фотон/с и угловой расходимостью по обеим осям около 0,1°. Радиационная плотность в полученном пучке составила значение $4 \cdot 10^{15}$ фотон/с·см$^2$. Такие пучки могут быть использованы не только для нанолокальной диагностики материалов, но также и для применения в рентгеновской литографии [31]. В выполненных нами пионерских исследованиях использовалось излучение MoKαβ. Оно характеризуется относительно низким поглощением и при использовании исследованной в работе волноводно-резонансной структуры скрещенного типа способно выделять локальную мощность в резисторе плотностью порядка 1,5 г/см$^3$ около 5 МВт/см$^3$. При смене источника излучения на CuKαβ эта мощность возрастёт в 5-6 раз. Более того, с используемой нами технологией полировки возможно построение волноводно-резонансных устройств, способных формировать точечные рентгеновские пучки сечением $10 \times 10$ нм$^2$ для любых типов характеристических (квазимонохроматических) рентгеновских излучений.

***Благодарности***

Работа выполнена в рамках Государственного задания №075-00295-25-00.

***References***

[1] Novotny L, Hecht B. Principles of Nano-Optics. Cambridge: Cambridge University Press; 2006.
[2] Blokhin MA, Shveitser IG. X-Ray Spectral Handbook. Moscow: Nauka; 1982. [In Russian]

[3] Spiller E, Segmüller A. Propagation of X-rays in waveguides. Applied Physics Letters 1974; 24(2): 60-61.
[4] Newton I. Opticks: Or, a Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light. 3rd ed. London: William and John Innys; 1721.
[5] Kozel VA. Reflection of Light. Moscow: Nauka; 1973. [In Russian]
[6] Compton AH. The total reflection of X-rays. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 1923; 45(270): 1121-1131. DOI: 10.1080/14786442308634208.
[7] Landau LD, Lifshitz EM. Electrodynamics of Continuous Media. Reading, MA: Addison-Wesley; 1965.
[8] von Laue M. Fluoreszenzröntgenstrahlung von Einkristallen. Annalen der Physik 1935; 23: 705-746. DOI: 10.1007/BF01790026.
[9] Batterman BW. Effect of dynamical diffraction in X-ray fluorescence scattering. Physical Review 1964; 133(3A): A759-A764. DOI: 10.1103/PhysRev.133.A759.
[10] Feng YP, Sinha SK, Deckman HW, Hastings JB, Siddons DP. X-ray flux enhancement in thin-film waveguides using resonant beam coupling. Physical Review Letters 1993; 71(4): 537-540. DOI: 10.1103/PhysRevLett.71.537.
[11] Salditt T, Krüger SP, Fuhse C, Bahtz C. High transmission planar X-ray waveguide. Physical Review Letters 2008; 100(18): 184801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.184801.
[12] Mingazin T, Zelenov V, Leikin V. Slitless collimator for X-ray beams. Instruments and Experimental Techniques 1981; 24: 244-247.
[13] Calvo ML, Lakshminarayanan V, eds. Optical Waveguides: From Theory to Applied Technology. London: CRC Press; 2007.
[14] Hirsch PB, Keller J. An X-ray micro-beam technique. I. Collimation. Proceedings of the Physical Society. Section B 1951; 64(5): 369-374. DOI: 10.1088/0370-1301/64/5/301.
[15] Kumakhov MA, Komarov FF. Multiple reflection from surface X-ray optics. Physics Reports 1990; 191(5): 289-352. DOI: 10.1016/0370-1573(90)90135-O.
[16] MacDonald CA. Focusing polycapillary optics and their applications. X-Ray Optics and Instruments 2010; 2010: 867049. DOI: 10.1155/2010/867049.
[17] Zwanenburg MJ, Peters JF, Bongaerts JHH, et al. Coherent propagation of X-rays in a planar waveguide with tunable air gap. Physical Review Letters 1999; 82(8): 1696-1699. DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.1696.
[18] Wiener O. Stehende Lichtwellen und die Schwingungsrichtung polarisierten Lichtes. Annalen der Physik 1890; 276(6): 203-243. DOI: 10.1002/andp.18902760603.
[19] Bedzyk MJ, Bommarito GM, Schildkraut JS. X-ray standing waves at a reflecting mirror surface. Physical Review Letters 1989; 62(12): 1376-1379. DOI: 10.1103/PhysRevLett.62.1376.
[20] Blokhin MA. Physik der Röntgenstrahlen. Berlin: Verlag Technik; 1957.
[21] Mandel L, Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge: Cambridge University Press; 1995.
[22] Egorov VK, Egorov EV. Background of X-ray nanophotonics based on the planar air waveguide-resonator. X-Ray Spectrometry 2007; 36(6): 381-397. DOI: 10.1002/xrs.989.
[23] Renard RH. Total reflection: A new evaluation of the Goos-Hänchen shift. Journal of the Optical Society of America 1964; 54(10): 1190-1197. DOI: 10.1364/JOSA.54.001190.
[24] Lekner J. Theory of Reflection: Reflection and Transmission of Electromagnetic, Particle and Acoustic Waves. 2nd ed. Heidelberg: Springer; 2016.
[25] Mirkin LI. Handbook of X-Ray Analysis of Polycrystalline Structures. New York: Consultants Bureau; 1964.
[26] Egorov VK, Egorov EV. Waveguide-resonance mechanism for X-ray beam propagation: Physics and experimental background. Advances in X-Ray Analysis 2003; 46: 307-313.
[27] Egorov VK, Egorov EV. Planar waveguide-resonator: A new device for X-ray optics. X-Ray Spectrometry 2004; 33: 360-371. DOI: 10.1002/xrs.735.
[28] Egorov VK, Egorov EV. Functional model of the composite waveguide-resonator. Advances in X-Ray Chemical Analysis, Japan 2019; 50: 91-97.
[29] Frenkel YI. Statistical Physics. Moscow: Academy of Sciences of the USSR Press; 1948. [In Russian]
[30] Egorov VK, Egorov EV. Peculiarities in the formation of X-ray fluxes by waveguide-resonators of different construction. Optics and Spectroscopy 2018; 124(6): 838-849. DOI: 10.1134/S0030400X1806005X.
[31] Artyukov IA, Balakireva LL, Bijkerk F, et al. Projection X-ray lithography implemented using point sources. Soviet Journal of Quantum Electronics 1992; 22(2): 99-110. DOI: 10.1070/QE1992v022n02ABEH003351.

### *Сведения об авторах*

**Егоров Евгений Владимирович,** 1975 года рождения, окончил Московский инженерно-физический институт. В настоящий момент работает в должности научного сотрудника Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, а также в должности инженера Института проблем технологии и микроэлектроники Российской академии наук. Преподает в Финансовом университете при правительстве Российской Федерации на кафедре информационной безопасности. Сфера научных интересов: рентгеновская оптика, диагностика материалов. E-mail: *hed1317@mail.ru*

**Егоров Владимир Константинович**, 1947 года рождения, в 1981 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.07. В настоящее время работает в должности старшего научного сотрудника в лаборатории рентгеновской акустооптики Института проблем технологии и микроэлектроники Российской академии наук. Область научных интересов: ускорительная техника, волноводы-резонаторы, рентгеновская оптика, диагностика материалов. E-mail: *egorov@iptm.ru*

*Поступила в редакцию 23 октября 2025 г.* *Окончательный вариант – 03 февраля 2026 г.*

# Formation of nano-sized radiation flows using waveguide-resonance X-ray devices

*E.V. Egorov [1,2,3], V.K. Egorov [1]*
*[1] IMT RAS, Academika Osipyana Str. 6, Chernogolovka, 142432, Russia;*
*[2] IRE RAS, Skver Vvedenskogo 1, Fryazino, 141190, Russia;*
*[3] Financial University under the Government of the Russian Federation, Leningradskiy Prospekt 49/2, Moscow, 125167, Russia*

***Abstract***

A number of experimental and modeling studies of peculiarities of generating nanoscale streams of quasi-monochromatic X-ray radiation using devices utilizing a phenomenon of waveguide-resonant propagation of radiation streams are carried out. Approaches allowing one to increase the integral intensity of simplest planar X-ray waveguide resonators and reduce the angular divergence of the generated X-ray beams without changing parameters of the laboratory radiation sources are proposed. It is shown that a composite flat X-ray waveguide-resonator composed of two simplest waveguide-resonators located one after the other and mutually adjusted to make parallel their slit gaps, allows one to reduce the angular divergence of the resulting flux while maintaining its integral intensity, although significantly worsening the degree of its monochromaticity. A phenomenological model of the observed effect is developed. It is shown that in crossed geometry, when slit gaps of the planar X-ray waveguide resonators are mutually rotated by 90 degrees, it becomes possible to form an ultra-narrow nanoscale-size X-ray beam with an integral density acceptable for X-ray lithography.

*Keywords*: waveguide-resonator, standing wave, interference field, divergence, composite waveguide-resonator, PXWR, lithography.

*Citation*: Egorov EV, Egorov VK. Formation of nano-sized radiation flows using waveguide-resonance X-ray devices. Computer Optics 2026; 50(5): 1870. doi: 10.18287/COJ1870.

*Acknowledgements*: This work was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education under a government project 075-00295-25-00.

---

***About authors***

**Evgeniy Vladimirovich Egorov** (b. 1975) studied at Moscow Engineering Physics Institute. Currently, he works as a researcher at the Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, as well as an engineer at the Institute of Technology and Microelectronics of the Russian Academy of Sciences. He also teaches at the Department of Information Security at the Financial University under the Government of the Russian Federation. His research interests include X-ray optics and material diagnostics. E-mail: *hed1317@mail.ru*

**Vladimir Konstantinovich Egorov** (b. 1947), in 1981, he defended his dissertation for the degree of Candidate of Physical and Mathematical Sciences in the specialty 01.04.07. Currently, he works as a Senior Researcher at the Laboratory of X-ray Acousto-Optics at the Institute of Technology and Microelectronics of the Russian Academy of Sciences. His research interests include accelerator technology, waveguide resonators, X-ray optics, and material diagnostics. E-mail: *egorov@iptm.ru*

---

*Received October 23, 2025. The final version – February 03, 2026.*