

Когерентное возбуждение рентгеновской флуоресценции и интерференция излучения на выходе поликапиллярных структур

М. И. Мазурицкий^{а1)}, А. М. Лерер^а, А. Марчелли^{б,с,д2)}, С. Б. Дабагов^{б,е}, М. Корено^{д2)}, А. Д'Илья^{ф,г2)}

^а Южный федеральный университет, 344090 Ростов-на-Дону, Россия

^б Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali di Frascati, 00044 Frascati, Italy

^с Rome International Center for Materials Science Superstripes, 00185 Rome, Italy

^д Istituto Struttura della Materia, Consiglio Nazionale delle Ricerche, Basovizza Area Science Park, 34149 Trieste, Italy

^е Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"
(Московский инженерно-физический институт), 115409 Москва, Россия

^ф Department of Physics, University of Trieste, 34127 Trieste, Italy

^г Istituto Officina dei Materiali, Consiglio Nazionale delle Ricerche, Basovizza SS-14, km 163.5, 34149 Trieste, Italy

Поступила в редакцию 30 марта 2018 г.

После переработки 10 апреля 2018 г.

Экспериментально и теоретически исследована дифракция прошедшего через микроканальные пластины длинноволнового рентгеновского излучения с энергией, соответствующей области аномальной дисперсии вблизи Si L_{2,3}-краев поглощения. Выполнено математическое моделирование излучения конечной антенной решетки, а также процессов возбуждения рентгеновской флуоресценции и распространения волн в полых волноводных структурах. Модель описывает поликапиллярную структуру, состоящую из невзаимодействующих излучателей, которыми являются полые каналы микроканальной пластины. Показано, что распространение когерентно возбужденной рентгеновской флуоресценции происходит преимущественно в направлении нулевого порядка дифракции.

DOI: 10.7868/S0370274X1810003X

Создание источников когерентного излучения, в том числе в длинноволновом рентгеновском диапазоне, – одна из фундаментальных задач физики, которая создает предпосылки для появления принципиально новых методов исследования и технологий.

Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом порождает многочисленные вторичные процессы, в том числе упругое и неупругое рассеяние. Особый интерес представляют резонансные явления, происходящие в случае, когда энергии фотонов падающего излучения близки к энергии ионизации основных оболочек атомов, входящих в состав вещества. Энергия поглощенного фотона необходима для перехода электрона с внутреннего уровня в незанятые состояния внешних оболочек атома или в непрерывный спектр. Интерес представляют методики скользящего падения, основанные на регистрации вторичного рентгеновского излучения, выходящего из приповерхностного слоя исследуемого вещества.

Резонансное рассеяние рентгеновских лучей – упругий процесс, при котором образуется бесфотонное промежуточное состояние, содержащее дырку на внутреннем уровне и виртуальный фотоэлектрон с энергией, большей энергии Ферми. Это возбужденное электрон-дырочное состояние атома существует конечное время, за которое фотоэлектронная волна рассеивается на окружении, а затем, после рекомбинации электрон-дырочной пары, излучается фотон с той же энергией, т.е. электронная система возвращается в исходное состояние.

Резонансное рассеяние рентгеновских лучей вблизи краев поглощения еще называют аномальным рассеянием. Увеличение вероятности резонансного рассеяния происходит, когда энергия падающего излучения близка к значению, требуемому для возбуждения электрона из внутренней оболочки в свободное состояние. Вероятность таких переходов зависит от плотности конечных состояний и от ближайшего окружения поглощающего атома [1]. Валентные оболочки при этом находятся под сильным влиянием внешнего поля, а амплитуда

¹⁾ e-mail: mazurmik@gmail.com

²⁾ А. Marcelli, М. Coreno, А. D'Elia.

рассеяния зависит от локального внешнего электрического поля, ближайшего атомного окружения, дипольного атомного момента и других факторов, которые влияют на электронные состояния. Как известно, рентгеновские лучи отражаются от поверхности взаимодействия при скользких углах падения, меньших критического угла полного внешнего отражения $\theta < \theta_c = \omega_0/\omega$, где ω_0 – плазменная частота материала поверхности, ω – частота рентгеновского излучения. При этом коэффициент отражения приближается к единице. Для кварца (силикатного стекла) в диапазоне энергий, соответствующих Si L-краю поглощения (≈ 100 эВ), значение $\theta_c \approx 8^\circ$, и отражение определяется поверхностным слоем, толщиной $\Delta d_\perp = 2\pi c/\omega_0 \approx 50 \text{ \AA}$ [2, 3].

Взаимодействие рентгеновского излучения с поверхностью может приводить не только к появлению отраженного (рассеянного), но и вторичного флуоресцентного излучения. Возбуждение рентгеновской флуоресценции, как результат избирательного поглощения атомами первичного излучения, происходит при любых углах падения пучка, в том числе в условиях полного внешнего отражения, если энергии достаточно для возбуждения соответствующих атомных уровней. Отражение и флуоресценция происходит с малых глубин, характеризуя электронные свойства и ближайшее окружение поглощающего атома [3, 4]. Например, глубина проникновения излучения и выхода флуоресценции в окрестности Si L-края поглощения составляет величину 50–100 \AA [4], что по порядку величины соответствует толщине слоя, отражающего рентгеновское излучение.

Микроканальные пластины (МКП) представляют собой поликапиллярные системы, содержащие стеклянные (преимущественно силикатные) полые микроканалы. Обладая комбинацией уникальных свойств (высокая прозрачность – эффективность пропускания достигает 70 %, пространственное и временное разрешение), МКП могут быть использованы в качестве волноводов в режиме пропускания, для фокусировки [5, 6] и увеличения плотности излучения, изменения профиля пучка, проходящего через микроканалы. Обеспечивая большую апертуру, МКП нашли применение не только для управления потоками заряженных частиц, но также для фокусировки и фильтрации рентгеновского излучения [7].

В работах [8–11] обнаружено, что первичный монохроматический пучок синхротронного излучения способен возбуждать рентгеновскую флуоресценцию внутри полых стеклянных микрокапилляров. Для МКП с диаметром микроканалов 10 мкм установле-

но [6, 9, 10], что возбуждаемая флуоресценция может быть зарегистрирована на выходе МКП. Экспериментально и теоретически определены [12–15] условия, необходимые для направленного распространения (каналирования) возбужденной флуоресценции, исследовано угловое распределение излучения. Исследованию дифракции вблизи Si L-края поглощения посвящена настоящая работа. Получены данные для монохроматического первичного и возбуждаемого флуоресцентного излучения на выходе узких полых цилиндрических микроканалов МКП в области аномальной дисперсии, соответствующей энергии возбуждения электронных переходов в окрестности Si L_{2,3}-краев поглощения.

Следует отметить, что волновые свойства при прохождении синхротронного, а позднее и лабораторного, рентгеновского излучения через известные поликапиллярные системы – линзы (ПКЛ) (технология полых стеклянных трубок, отличная от МКП технологии), которые отличались от МКП (толщина менее 1 мм, что соответствует длине каналов) значительно более длинными полыми каналами (длина может варьироваться от 3 до 10 см), были предсказаны и обнаружены [2, 16, 17], и в последующем детально исследованы с развитием теории волнового распространения рентгеновского излучения при скользком падении на структуры с экстремально большой кривизной поверхности [18, 19].

В настоящей работе исследованными образцами поликапиллярных структур являлись круглые заготовки МКП (наружный диаметр 25 мм), специально изготовленные ВТЦ “Баспик” [20]. Образцы МКП представляли собой тонкие (0.27 мм) “дырчатые” (диаметр каналов 3.4 мкм) с гексагональной упаковкой микроканалов плоские пластины (шаг структуры 4.2 мкм), состоящие преимущественно из силикатного стекла. Наклон стенок цилиндрических микроканалов к нормали поверхности пластины был менее 5 мрад.

На рис. 1 показана оптическая схема высоковакуумной камеры [21, 22], используемой на канале SiPo (Circularly Polarization) [23] синхротронного центра Elettra (Триест, Италия). Образцы, исследованные в режиме пропускания, закреплялись в специальном держателе, установленном на оси высоковакуумного манипулятора (см. рис. 1), обладающего высокой точностью независимого поворота и перемещения образца по трем осям (xyz). В настоящей работе были проведены исследования возбуждения и транспортировки Si L-рентгеновской флуоресценции внутри микроканалов, а также дифракции длинноволнового рентгеновского излучения на выходе МКП. Пер-

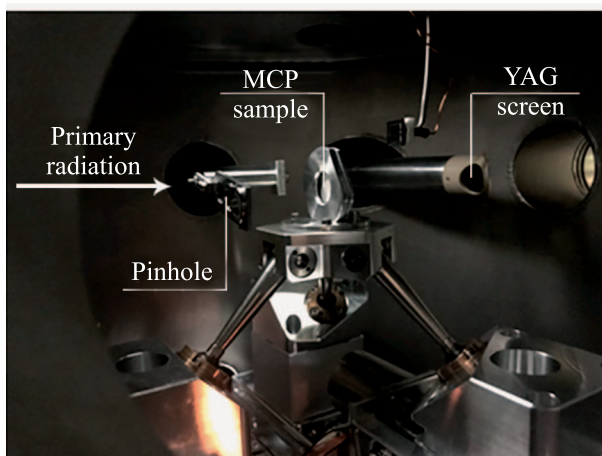
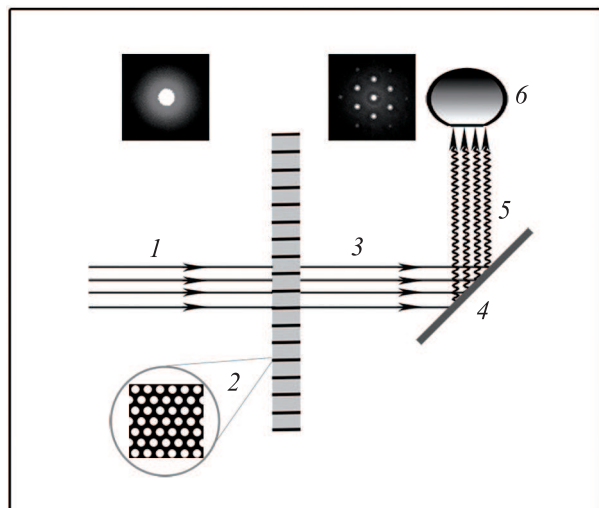


Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальная схема регистрации излучения, прошедшего через плоскую микроканальную пластину (МКП): 1 – синхротронное излучение (пиктограмма профиля пучка); 2 – МКП (гексагональная симметрия микроканалов); 3 – рентгеновское излучение на выходе МКП; 4 – кристалл иттрий-алюминиевого граната (YAG); 5 – рентгенолюминесцентное излучение; 6 – 2d-детектор излучения (пиктограмма дифракции)

вичное монохроматическое рентгеновское излучение направлялось вдоль оси z под скользящими углами к поверхности стенок микроканалов. При размерах диафрагмы первичного излучения 300 мкм картина дифракции получалась размытой. С целью увеличения степени поперечной когерентности падающего на образец излучения внутри камеры на расстоянии 20 мм от МКП было установлено круглое отверстие (Pinhole, рис. 1) диаметром 150 мкм.

Если энергия квантов превышала энергию Si $L_{2,3}$ -краев поглощения ($E \approx 100$ эВ), возбужденное рентгеновское флуоресцентное излучение распространя-

лось внутри волноводной структуры МКП. Вторичное излучение поглощалось поверхностью тонкого кристалла иттрий-алюминиевого граната (Yttrium Aluminum Garnet, YAG), расположенного под углом 45° к первичному пучку на расстоянии 130 мм от образца. Испущенные кванты видимого света регистрировались позиционно-чувствительным 2d-детектором (Charge Coupled Device, CCD), позволяющим визуализировать изображение рентгеновского излучения, передавать пропорции, форму и размеры с разрешением порядка 10 мкм/пикс. В нашем случае визуализация использовалась для получения картины дифракции в диапазоне энергий $E = 50\text{--}200$ эВ излучения, прошедшего через МКП.

На рис. 2a, b и 3a, b приведены данные эксперимента и теоретического моделирования дифракции

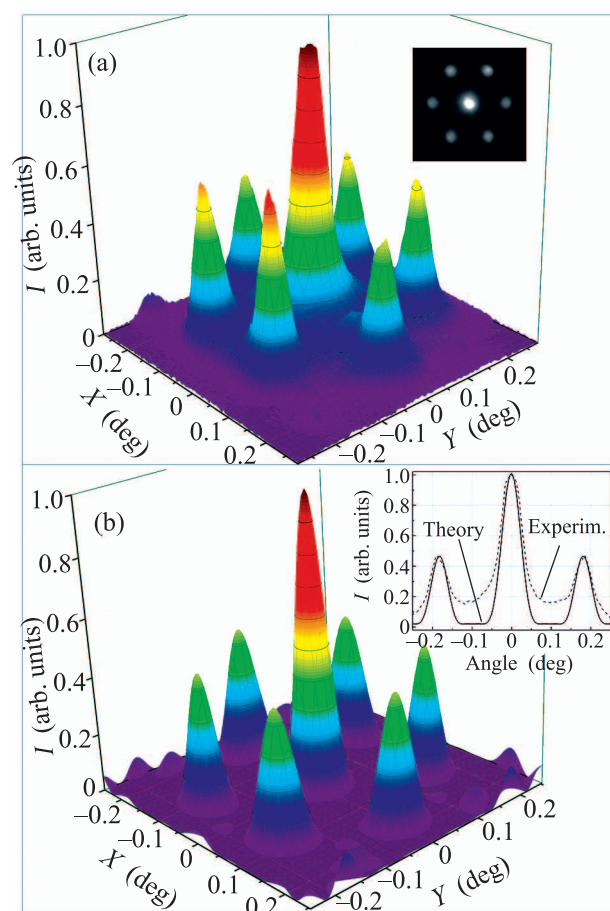


Рис. 2. (Цветной онлайн) На выходе МКП дифракция излучения с энергией $E = 93.6$ эВ. (a) – Экспериментальные данные. (b) – Теоретический расчет распределения интенсивности и профили выходящего излучения

рентгеновского излучения, прошедшего сквозь микроканалы МКП. Угловые распределения в плоско-

сти xoy получены с использованием 2d-детектора для энергий первичного излучения: $E = 93.6$ эВ (рис. 2а, б), $E = 147$ эВ (рис. 3а, б). Выбор энергии

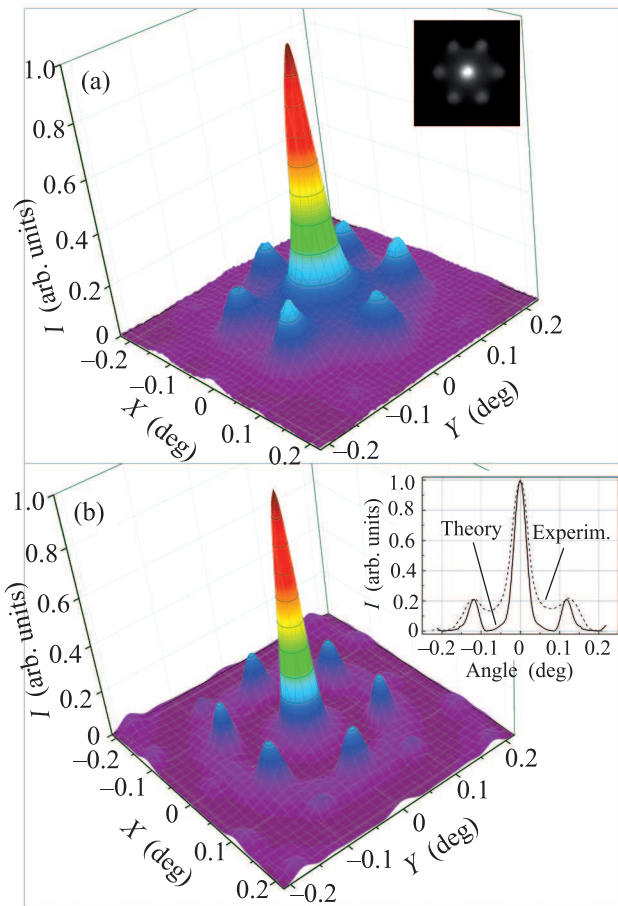


Рис. 3. (Цветной онлайн) На выходе МКП дифракция излучения с энергией $E = 147$ эВ. (а) – Экспериментальные данные. (б) – Теоретический расчет распределения интенсивности и профили выходящего излучения

соответствовал значениям энергий первичного излучения до и после Si L-края поглощения, а также максимумам интенсивностей соответствующих гармоник виглера, используемого на канале SiPo. При этом на рис. 2а и 3а показаны исходные изображения, зарегистрированные детектором, а также трехмерные нормированные распределения интенсивности, построенные на их основе. В обоих случаях картина дифракции содержит помимо центрального нулевого максимума шесть пиков первого порядка, расположенных симметрично относительно центра, что соответствует симметрии расположения каналов МКП. Остальные более слабые максимумы дифракции были рассчитаны, но в работе не рассматривались в силу недостаточной статистической надежности по-

лученных экспериментальных данных. Следует заметить, что, как и для ПКЛ, симметрия прямого пространства МКП каналов в поперечной плоскости, будучи гексагональной, совпадает с симметрией обратного пространства. Это находит свое отражение в угловых распределениях излучения после прохождения как ПКЛ, так и МКП.

Для данных значений энергий на рис. 2б и 3б показаны теоретически рассчитанные дифракционные распределения интенсивности, а также соответствующие профили пучков в горизонтальной плоскости (xOz). Профили пучков нормированы на интенсивность центрального максимума, содержат по три пика. Боковые максимумы расположены симметрично под углами, соответствующими длинам волн излучения.

Для энергии 147 эВ (выше края поглощения кремния) отношение интегральной интенсивности центрального максимума к интенсивности бокового пика в 2.2 раза больше, чем соответствующее отношение для фотонов с энергией $E = 93.6$ эВ – ниже Si L-края поглощения. Различие в относительных интенсивностях определяется значением энергии первичного излучения, которое возбуждает (или не возбуждает) рентгеновскую флуоресценцию, распространяющуюся преимущественно в направлении, близком к оси микроканалов. Таким образом, экспериментально установлено, что возбуждаемая флуоресценция дает основной вклад в нулевой порядок дифракции.

В отличие от [8–10], где в расчете использовалась бесконечная дифракционная решетка, в настоящей работе для моделирования дифракции использована теория [15] излучения конечной антенной решетки (АР). В соответствии с условиями эксперимента принимался в расчет узкий рентгеновский пучок (диаметр 150 мкм), поперечный размер (профиль) которого много меньше диаметра МКП (25 мм). Модель описывает АР, состоящую из невзаимодействующих излучателей, которыми в данном случае являлись микроканалы, расположенные в области падения пучка первичного излучения. В этом приближении диаграмма рассеяния (ДР) на удаленном расстоянии после МКП есть произведение двух ДР. Первая – ДР антенной решетки, состоящей из изотропных излучателей, вторая – ДР отдельного отверстия (микроканала), соответствующая распределению излучения на выходе одиночного волновода. Положение дифракционных максимумов (ДМ) первой ДР полностью определяется геометрией АР и длиной волны. Ширина отдельных ДМ зависит от количества освещенных каналов N и от радиуса поперечной когерентности первичного рентгеновского пучка R_k .

В рамках используемой модели варьирование этих параметров показало, что ширина ДМ увеличивается при уменьшении N и R_k . ДР определяет число наблюдаемых ДМ.

В работе использована электродинамическая модель [14] возбуждения капилляра и излучения, выходящего из него. В этом подходе микрокапилляр рассматривался как волновод, в котором распространяются электромагнитные волны. Учитывался весь спектр распространяющихся волн, их амплитуды и фазы, зависящие не только от отношения поперечных размеров волновода к длине волны излучения, но и от комплексной части диэлектрической проницаемости материала МКП. Комплексная величина ϵ (и показатель преломления) зависят от энергии излучения. Регистрируемая дифракционная картина (ширина ДМ, соотношение между амплитудами основного и побочных ДМ, количество наблюдаемых побочных ДМ) может существенно меняться при даже небольших изменениях этого параметра. Значения показателей преломления, используемые в расчетах, были взяты из [24].

Основные этапы математического моделирования:

- рассчитывались постоянные распространения и усиления (затухания) волноводных мод в одиночном капилляре;
- для теоретического моделирования и анализа свойств собственных мод полых капиллярных систем использована модель [9] многослойного цилиндрического оптического волновода;
- предполагалось, что параметры мод во всех капиллярах поликапиллярной системы такие же, как и в одиночном волноводе;
- методом Кирхгофа–Гюйгенса рассчитывались амплитуды мод на входе микроканалов;
- с помощью найденных постоянных усиления (затухания) рассчитывались амплитуды мод на выходе капилляров;
- методом Кирхгофа–Гюйгенса на удаленном расстоянии рассчитывалась диаграмма направленности излучения, вышедшего из каналов поликапиллярной системы.

По угловому положению и интенсивностям максимумов результаты теоретических расчетов, представленные на рис. 2b и 3b, хорошо соответствуют эксперименту.

Распространения рентгеновского излучения через микрокапилляры представляет сложный процесс, зависящий от энергии излучения, а также от ряда характеристик рентгенооптической системы. В используемой теоретической модели процесс затуха-

ния или возбуждения излучения, распространяющегося внутри волновода, определялся знаком мнимой части диэлектрической проницаемости (затуханию соответствует $\text{Im}\epsilon < 0$), а процесс распространения возбуждаемого излучения моделировался, как распространение поля внутри канала с $\text{Im}\epsilon > 0$.

Расчеты показывают, что для энергии первичного излучения $E = 147$ эВ (выше края поглощения кремния) и возбужденного флуоресцентного излучения ($E \approx 94$ эВ) спектры нулевых мод почти полностью совпадают, при том что существуют большие различия в модах высокого порядка. Совпадение только нулевых мод колебаний первичного и флуоресцентного излучений в условиях, когда глубина выхода флуоресценции сравнима с толщиной слоя, отражающего рентгеновское излучение (50–100 Å), создает предпосылки интерференции для колебаний, распространяющихся вдоль осей микроканалов. Таким образом, вместо изотропного распределения рентгеновской флуоресценции (характерного для длинноволнового рентгеновского диапазона) возбуждаемое вторичное излучение распространяется направленно вдоль оси волновода. Однако, в эксперименте не наблюдается максимумов первых порядков дифракции, соответствующих длине волны флуоресцентного излучения. Это указывает на отсутствие интерференции флуоресценции, возбуждаемой в различных микроаналах. При теоретическом моделировании дифракции (рис. 3b) на МКП за краем поглощения суммировали с равными весами интенсивности двух ДР: для конечной AP и энергии $E = 147$ эВ первичного пучка и для энергии $E \approx 94$ эВ возбужденной рентгеновской флуоресценции, выходящей из конца одиночного волновода.

Процессы возбуждения (поглощение первичного кванта с образованием вакансии на внутриннем уровне атома) и испускания фотона характеристического излучения обычно полагают чисто атомными или зависящими от ближайшего окружения, но происходящими вне зависимости от состояния удаленных эквивалентных атомов. Образовавшееся при поглощении фотона электрон-дырочное возбуждение не является стационарным состоянием электронной подсистемы, а имеет конечное время жизни. Продольная когерентность возбуждения на поверхности микроканалов может реализовываться при условии узости линий атомных переходов. Для атомов кремния ширина возбужденного Si L_{III}-уровня составляет величину 14 мэВ [25, 26]. Соответствующую длину продольной когерентности можно оценить $L \approx 0.1$ мм, что составляет почти 40 % размера микроканал (0.27 мм). В работе [27] для кристаллов крем-

ния показано, что возможно возникновение интерференции между фотонами, испущенными атомами, находящимися на удаленном расстоянии.

Теоретический анализ [8, 9] структуры поля показал, что распространение излучения имеет модовый характер и его можно представить как “поверхностное каналирование” рентгеновского излучения [2] – трансмиссия внутри ограниченного приповерхностного слоя. При этом возможен механизм волноводно-резонансного распространения излучения, приводящий к взаимодействию (сфазированию) возбужденных атомов кремния, находящихся на поверхности стенок микроканалов. Интерференция атомных возбуждений может происходить под воздействием поля поверхностно-связанного первичного рентгеновского излучения. Падающая электромагнитная волна возбуждает атомы, находящиеся на поверхности микроканалов. Одновременно с возбуждением происходит захват полем первичного излучения возбужденных атомов, удаленно расположенных на внутренней поверхности волновода. Возникновение макроскопического индуцированного дипольного момента имеет место вследствие фазировки излучателей, которыми являются возбужденные атомы кремния, распределенные вдоль стенок стеклянных микроканалов. Наведенная корреляция между дипольными моментами перехода пространственно разделенных излучателей, взаимодействующих друг с другом, лежит в основе направленного коллективного излучения. В результате атомы, находящиеся на поверхности микроканалов, будут излучать когерентно возбуждаемое флуоресцентное излучение.

Экспериментально и теоретически исследована дифракция рентгеновского излучения на выходе МКП при скользящем падении монохроматического излучения на стенки микроканалов. С использованием математического моделирования процессов возбуждения и распространения рентгеновской флуоресценции в полых стеклянных волноводах получены угловые распределения интенсивности излучения на выходе поликапиллярных структур, которые соответствуют данным эксперимента. Показано, что когерентно возбужденная Si L-флуоресценция распространяется преимущественно в направлении, близком к оси микроканалов, и, следовательно, именно в этом направлении возможна передача большей части энергии вторичного излучения. Интересно заметить, что ориентационные эффекты аномально эффективного распространения рентгеновской флуоресценции были ранее обнаружены и описаны в рамках теории каналирования и в упорядоченных углеродных нанотрубках [28], что открывает большие

перспективы на развитие рентгенооптических технологий на основе поликапиллярных систем, одним из хороших примеров которых являются МКП структуры.

Мы благодарны нашим коллегам D. Nampai, E. A. Izotova, S. Turchini, N. Zema, F. Zuccaro, M. de Simone, S. Javad Rezvani за их вклад в получении экспериментальных результатов.

Работа выполнена при поддержке Южного федерального университета (базовая часть госзадания, проект 3.5398.2017/8.9), а также международного синхротронного центра Elettra (Project # 20155077, 20165085). Дабагов С.Б. благодарен за поддержку Национальному исследовательскому ядерному университету “МИФИ”. Marcelli A. благодарен за поддержку Progetto Roadmap ESFRI/DFM.AD006.003 EUROFEL-ISM и Italian Presidenza del Consiglio dei Ministri.

1. Ch. Wang, *Thesis for the Degree of PhD*, North Carolina State University, Raleigh, North Carolina (2008), 157 p.
2. С. Б. Дабагов, УФН **173**(10), 1083 (2003).
3. E. Filatova, A. Stepanov, C. Blessing, J. Friedrich, R. Barchewitz, J.-M. Andre, F. Le Guern, S. Bac, and P. Troussel, *J. Phys. Cond. Matter* **7**, 2731 (1995).
4. Е. О. Филатова, А. С. Шулаков, В. А. Лукьянов, ФТТ **40**(7), 1360 (1998).
5. H. N. Chapman, K. A. Nugent, and S. W. Wilkins, *Appl. Opt.* **32**, 6316 (1993).
6. J. P. Nussey, *Thesis for the Degree of PhD*, University Leicester (2005).
7. *X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances*, ed. by K. Tsuji, J. Injuk, and R. Van Grieken, John Wiley & Sons, Chichester, West Sussex, England, (2004), p. 616.
8. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, K. Dziedzic-Kocurek, and A. Marcelli, *Nuclear Instr. & Meth. B* **309**, 240 (2013).
9. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, A. Lerer, A. Novakovich, and K. Dziedzic-Kocurek, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 1 (2014).
10. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, K. Dziedzic-Kocurek, and A. M. Lerer, *NIM B* **355**, 293 (2015).
11. M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, A. Marcelli, A. M. Lerer, and K. Dziedzic-Kocurek, *J. Synchrotron Rad.* **23**, 274 (2016).
12. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, Письма ЖЭТФ **102**(7), 542 (2015).
13. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **3**, 3 (2016).

14. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, П. В. Махно, *ЖЭТФ* **150**(6), 1084 (2016).
15. М. И. Мазурицкий, А. М. Лерер, *Письма ЖЭТФ* **105**, 539 (2017).
16. S. B. Dabagov, M. A. Kumakhov, and S. V. Nikitina, *Phys. Lett. A* **203**, 279 (1995).
17. S. B. Dabagov, M. A. Kumakhov, S. V. Nikitina, V. A. Murashova, R. V. Fedorchuk, and M. N. Yakimenko, *J. Synchr. Rad.* **2**, 132 (1995).
18. S. B. Dabagov and H. Uberall, *Nucl. Instr. Meth. A* **580**, 756 (2007).
19. S. B. Dabagov and H. Uberall, *Nucl. Instr. Meth. B* **266**, 3881 (2008).
20. Vladikavkaz Technological Center “BASPIK”, *Microchannel Plates*, <http://www.baspik.com/eng/products/nauka/>
21. *High-Vacuum Micro Positioning System with Six Degrees of Freedom. (MICOS ITALY)*, <https://www.openaccessrepository.it/record/20954/files/LNF-04-6%28IR%29.pdf>
22. A. Marcelli, M. I. Mazuritskiy, S. B. Dabagov, D. Hampai, A. M. Lerer, E. A. Izotova, A. D’Elia, S. Turchini, N. Zema, F. Zuccaro, M. Simone, S. J. Rezvani, and M. Coreno, *J. Instrum.* **13**, 1 (2018), <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/03/C03035>.
23. *CiPo-Beamline Description*, <https://www.elettra.trieste.it/it/lightsources/elettra/elettra-beamlines/cipo/cipobeamline.html>
24. *X-Ray Interactions With Matter*, http://henke.lbl.gov/optical_constants/
25. *Unoccupied Electronic States*, ed. by J. C. Fuggle and J. E. Inglesfield, Springer, Berlin (1992), 359 p.
26. M. Ohno and G. A. van Riessen, *J. Electr. Spectr. and Rel. Phen.* **128**, 1 (2003).
27. Y. Ma and M. Blume, *Rev. Sci. Instrum.* **66**(2), 1543 (1995).
28. A. V. Okotrub, S. B. Dabagov, A. G. Kudashov, A. V. Gusel’nikov, I. Kinloch, A. H. Windle, A. L. Chuvilin, and L. G. Bulusheva, *JETP Lett.* **81**(1), 34 (2005).