

Использование бесселева пучка излучения для возбуждения люминесценции при регистрации радиофотолюминесцентных изображений с высоким пространственным разрешением

В.В.Лях*, В.Ф.Пиндюрин*, Д.И.Кочубей**, В.И.Кочубей***, Ю.Г.Седова***, А.Г.Полещук****, А.Г.Седухин****

Для регистрации люминесцентных изображений предложена система возбуждения люминесценции с использованием дифракционных аксиконов с кольцевой апертурой. С помощью радиофотолюминофоров на основе кристаллов LiF проведена визуализация возбуждающих люминесценцию пучков. Экспериментально показано, что формируемые при этом пространственно-усеченные бесселевы пучки позволяют локально возбуждать люминесценцию в области диаметром 1.6 мкм и длиной 3 мм.

Ключевые слова: бесселевы пучки, аксиконы, глубокие люминесцентные изображения, радиофотолюминофоры.

1. Введение

Ранее мы сообщали о новых материалах для регистрации рентгеновских изображений – щелочно-галоидных кристаллах с добавлением модифицирующих примесей [1]. Изображение в рентгеновских лучах создается экспонированием кристалла, приводящим к образованию в нем центров люминесценции. При последующем возбуждении люминесценции скрытых центров происходит визуализация данного изображения, которое можно фиксировать, например, методом фотоэлектрической регистрации. При возбуждении кристаллов и хранении их при комнатной температуре центры люминесценции стабильны, что позволяет осуществлять многократное считывание без потери информации.

Стирание изображения производится нагревом кристаллов до 400–500 °С. Данные материалы позволяют достичь предельно возможного пространственного разрешения порядка 1 мкм (ограниченного дифракционным пределом) и динамического диапазона регистрации более 10^4 . Характеристики предложенных материалов позволяют применять последние для высокоразрешающей рентгеновской микрорентгенографии.

Однако, ввиду того что для регистрации изображений плотных или обладающих значительной толщиной объектов необходимо использование жесткого рентгеновского излучения, пространственное разрешение может снизиться вследствие увеличения так называемой глубины люминесцентного изображения. При изменении длины волны рентгеновского излучения от 10 Å до долей ангстрема глубина изображения меняется от десятков микрон до нескольких миллиметров. В связи с этим

при применении обычных методов люминесцентной микроскопии, наблюдение изображений с предельным разрешением возможно только при исследовании объектов малой плотности [1]. Это приводит к тому, что реализация рентгеновской микроскопии с разрешением порядка 1 мкм для любых объектов невозможна без специальной разработки методов регистрации глубоких люминесцентных изображений. Один из методов решения данной проблемы рассматривается в настоящей работе.

2. Методика эксперимента

Применение микрообъективов при равномерном освещении наблюдаемого кристалла возбуждающим излучением не может обеспечить резкого изображения протяженного объекта вдоль оси объектива. Глубина резкого изображения объективом пространства T и предельное разрешение d_0 описываются формулами

$$T = \frac{n\lambda}{2A^2},$$

$$d_0 = \frac{\lambda}{2A},$$

где λ – длина световой волны; n – показатель преломления среды; A – числовая апертура объектива [2]. При $d_0 = 1$ мкм и $\lambda = 0.8$ мкм (для F_2 -центров в LiF) получаем минимальную апертуру объектива 0.4 и глубину резкости 2.5 мкм при регистрации изображения в воздухе. Учет показателя преломления кристалла и использование иммерсионной среды могут повысить глубину резкости до 3–4 мкм что, однако, недостаточно для регистрации резкого изображения глубиной 1–2 мм.

Одним из способов решения данной проблемы может быть использование для возбуждения люминесценции пространственно-усеченных бесселевых пучков нулевого порядка [3], формируемых аксиконовыми системами. Такие пучки не имеют дифракционного уширения в пределах конечных фокальных расстояний. Вследствие этого аксиконовые системы обеспечивают малый размер поперечного сечения центрального лепестка пучка. Диаметр его поперечного сечения сравним с предельным прост-

*Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 11

**Институт катализа им. Г.К.Борескова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 5

***НИИ механики и физики Саратовского государственного университета им. Н.Г.Чернышевского, Россия, 410071Саратов, ул. Б.Казачья, 112а

****Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1

ранственным разрешением рентгеночувствительной среды и практически не изменяется вдоль всего фокального отрезка длиной несколько миллиметров. В случае освещения линзы и аксикона коллимированным пучком света с равномерным распределением интенсивности по поперечному сечению продольные ($\Delta f_L, \Delta f_a$) и поперечные (D_L, D_a) размеры областей фокусировки по уровню 0.5 от максимума для линзы и аксикона определяются в параксиальном приближении следующими выражениями:

$$\Delta f_L \approx \frac{1.77\lambda n}{A_L^2}, \quad D_L \approx \frac{0.514\lambda}{A_L},$$

$$\Delta f_a \approx \frac{(r_1 - r_2)n}{A_a}, \quad D_L \approx \frac{0.359\lambda}{A_a},$$

где A_L и A_a – числовые апертуры линзы и аксикона, причем $A_a \approx \lambda/d$; d – период решетки дифракционного аксикона; r_1 и r_2 – внутренний и наружный радиусы кольцевой апертуры аксикона.

Для реализации данного метода нами использовался дифракционный аксикон с кольцевой апертурой. Фазовая круговая дифракционная решетка аксикона имела период 2 мкм и радиусы кольцевой апертуры 1.38 и 1.84 мм. Синтез топологии решеток был выполнен с помощью лазерной термохимической технологии прямой записи, разработанной в Институте автоматики и электрометрии СО РАН. Запись осуществлялась на пленке хрома толщиной 0.1 мкм, нанесенной на кварцевую подложку. Фазовая решетка создавалась сухим плазменно-химическим травлением кварца, причем глубина травления выбиралась из расчета получения предельно высокой интенсивности центрального пучка при условии подавления четных паразитных дифракционных порядков.

При параметрах используемого нами аксикона ($r_1 = 1.38$ мм, $r_2 = 1.84$ мм, $d = 2$ мм) расчетные размеры области фокусировки для $\lambda = 0.456$ мкм и $n = 1.396$ таковы: $\Delta f_a \approx 2.8$ мм, $D_a \approx 0.72$ мкм. Для линзы при тех же значениях апертуры, длины волны и показателя преломления $\Delta f_L \approx 22$ мкм, $D_L \approx 1$ мкм. Следовательно, в отличие от линзовой фокусирующей системы, применение аксиконной техники позволяет осуществить возбуждение люминесценции в цилиндрической области микронного диаметра по всей глубине люминесцентного изображения (1–2 мм), что должно уменьшить вклад от люминесценции близко расположенных областей в сигнал, выделяемый с участка микронных размеров. Кроме того, при этом повышается эффективность регистрации изображения, т.к. концентрация лазерного излучения в области микронных размеров увеличивает интенсивность люминесценции.

Изучение эффективности применения данного метода проводилось на созданной для этой цели установке (рис.1). Лазерное излучение коллимировалось при одновременном увеличении диаметра пучка с помощью расширителя пучка, состоящего из микрообъектива 1, диафрагмы 2 и коллимирующей линзы 3. Сформированный пучок фокусировался дифракционным аксиконом 4 на исследуемый образец 5. Микроскоп 6 формировал изображение кристалла в плоскости CCD-матрицы, при этом необходимая часть изображения выделялась диафрагмой 7. Выделение спектральной области люминесценции и устранение возбуждающего излучения производились фильтром 8. Тип используемого лазера (аргоно-

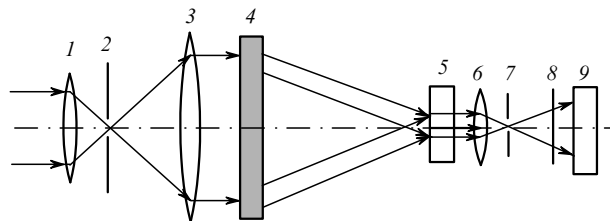


Рис.1. Схема экспериментальной установки для исследования пространственных характеристик возбуждающего излучения: 1 – микрообъектив; 2, 7 – диафрагмы; 3 – коллиматор; 4 – аксикон; 5 – образец; 6 – объектив; 8 – светофильтр; 9 – CCD-камера.

вый лазер, $\lambda = 0.456$ мкм) был обусловлен выбором люминофора LiF–Ca, для которого возбуждение аргоновым лазером является оптимальным. Числовая апертура объектива микроскопа значительно превышала числовую апертуру аксикона для предотвращения виньетирования.

Для регистрации формы продольного сечения возбуждающего излучения в описанной установке применялась дополнительная CCD-камера 9, регистрирующая люминесцентное изображение с торца кристалла. Для визуализации пучка использовался равномерно облученный синхротронным излучением кристалл LiF. Вследствие высокой разрешающей способности исследуемого материала можно считать, что люминесцентное изображение точно повторяет форму возбуждающего излучения.

3. Результаты и обсуждение

Типичные изображения, полученные при визуализации продольного возбуждающего излучения приведены на рис.2. В соответствии с теорией протяженность области фокусировки стандартных микрообъективов (рис.2, *a, б*) почти на два порядка меньше, чем у дифракционного аксикона (рис.2, *в*). Следует отметить, что распределения интенсивности излучения на рис.2 получены при наблюдении его в нелюминесцирующем кристалле вдоль оси пучка.

В проведенных нами экспериментах диаметр поперечного сечения центрального лепестка бесселевого пучка составил 1.6 мкм (по уровню спада интенсивности до нуля), что близко к расчетному значению 1.53 мкм. Продольный размер области фокусировки в кристалле LiF равнялся 3 мм. Изменения формы, или же уширения центральной области бесселева пучка, при наблюдении в люминесцентном свете не наблюдалось. Однако наличие побочных максимумов интерференции приводит к тому, что структура бесселева пучка представляет собой систему концентрических колец с максимальной интенсивностью в центральной области, постепенно уменьшающейся по мере удаления от центра. Вследствие этого возбуждающее излучение боковых лепестков бесселева пучка суммируется и уровень фона повышается (рис.2, *в*). Как видно из рис.2, *в*, интенсивность в минимумах дифракционной картины не уменьшается до нуля, что можно объяснить как возможным несовершенством решетки, так и вкладом излучения от областей пучка, находящихся вне области резкости изображения.

Предположив, что качество решетки близко к идеальному, можно оценить относительные интенсивности составляющих бесселева пучка, вычитая из общего сигнала

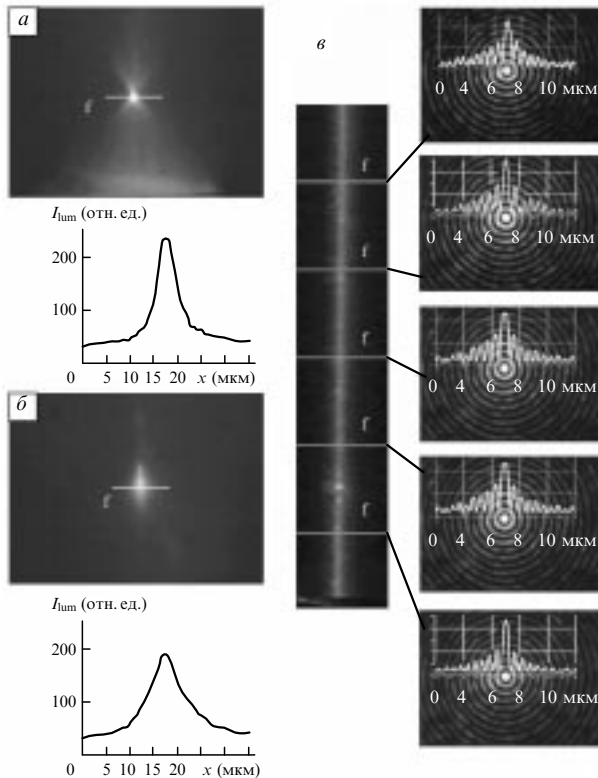


Рис.2. Люминесцентное изображение продольных сечений области фокусировки различных оптических систем и соответствующие распределения интенсивности возбуждающего света вдоль линии поперечного сечения Γ в кристалле LiF при использовании микрообъективов с увеличением $6.2\times$, $A = 0.65$ (a) и $20\times$, $A = 0.40$ (б), а также дифракционного аксикона с кольцевой апертурой ($A = 0.23$) (в).

фоновый. Проведенные нами оценки показали, что интенсивность фона в центральной области равна 13 % от интенсивности центрального максимума, а интенсивность первого бокового лепестка – 22 %. Полученное значение близко к расчетному: для идеальной решетки отношение интенсивностей первого бокового и центрального максимумов составляет 0.16. Из данного факта следует, что фоновый сигнал обусловлен вкладом излучения от областей, находящихся вне области резкости.

При регистрации люминесценции отношение сигнал/фон значительно ниже (рис.3,б). Для объяснения этого необходимо учитывать, что, в отличие от лазерного пучка, сформированного аксиконом, люминесценция созданных центров равномерно распространяется во все стороны. Кроме того, значительное превышение апертурой линзовой приемной системы апертуры аксикона резко увеличивает область сбора излучения. Дополнительный вклад в регистрируемый сигнал вносят отраженные от верхней и нижней граней кристалла пучки; при этом фоновый уровень повышается. В результате собираемое в большем пространственном угле некогерентное излучение, возбуждаемое боковыми лепестками бesselова пучка, суммируется, фон регистрируемого изображения

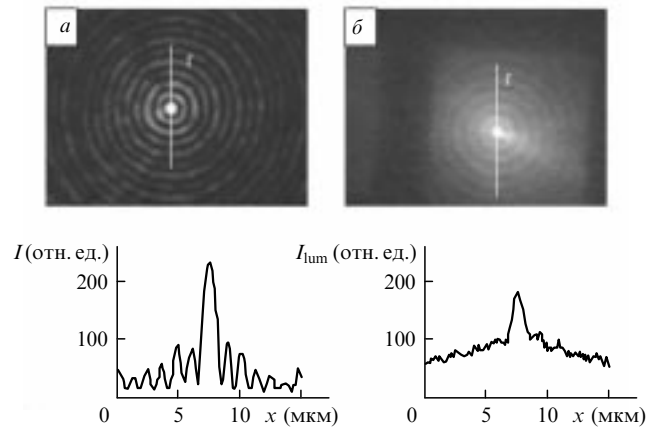


Рис.3. Изображение светового поля и распределение интенсивности вдоль линии поперечного сечения Γ в кристалле LiF: возбуждающий бesselов пучок (a) и люминесцентный отклик от скрытого рентгеновского изображения, созданного синхротронным излучением (сетка с периодом 7 мкм) (б). Размер центральной области бesselова пучка равен ~ 1.6 мкм.

повышается, а контраст изображения снижается. Как видно из рис.3,б, при этом наблюдается резкий сигнал от центральной части пучка на фоне превышающей его подставки. В то же время из сравнения рис.3,а и б можно сделать вывод, что в люминесцентном отклике бesselова пучка не происходит уширения и изменения формы центрального лепестка.

4. Выводы

Таким образом, нами показана целесообразность использования бesselовых пучков для возбуждения люминесценции при регистрации глубоких люминесцентных изображений. В отличие от возбуждающего излучения, формируемого линзовыми системами, в наших экспериментах с помощью аксикона реализовано равномерное возбуждение люминесценции по всей толщине изображения пучками с предельно малыми поперечными размерами. В совокупности с параметрами разработанных нами материалов и соответствующей системой регистрации изображения это позволит реализовать устройства для микрорентгенографии с использованием жесткого рентгеновского излучения. В то же время для регистрации глубоких изображений необходима разработка не только системы для возбуждения люминесценции, но и оптической системы, устраняющей влияние побочных максимумов при сборе возбуждаемого излучения.

Данная работа частично поддержана РФФИ (грант № 97-02-18578).

1. Dolbnya I.P., Kulipanov G.N., Lyakh V.V., Makarov O.A., Pindyurin V.F., Kochubey D.I., Kochubey V.I., Gorin G.B., Gyunzburg K.E., Zvezdova N.P. *Nucl.Instr.& Methods A*, **359**, 376 (1995).
2. Русинов М.М., Грамматин А.П., Иванов П.Д., Андреев Л.Н., Агальцова Н.А., Ишанин Г.Г., Василевский О.Н., Родионов С.А. *Вычислительная оптика* (Л., Машиностроение, 1984).
3. Durnin J. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **4**, 651 (1987).