

УДК 53.083.98

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ТЕПЛОВЫХ И КОГЕРЕНТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛОВ ФТОРИДА ЛИТИЯ (обзор)

© 2020 г. С. С. Макаров<sup>1,2,\*</sup>, И. А. Жвания<sup>2,3</sup>, С. А. Пикуз<sup>1,4</sup>,  
Т. А. Пикуз<sup>1,5</sup>, И. Ю. Скобелев<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

<sup>3</sup>Международный учебно-научный лазерный центр МГУ (МЛЦ МГУ), Москва, Россия

<sup>4</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

<sup>5</sup>Институт открытых и трансдисциплинарных исследовательских инициатив, Осака, Япония

\*E-mail: seomakarov28@gmail.com

Поступил в редакцию 05.03.2020 г.

После доработки 24.03.2020 г.

Принят к публикации 30.03.2020 г.

Представлен обзор использования рентгеновских детекторов на основе кристаллов фторида лития как для определения параметров источников рентгеновского излучения, так и для регистрации получаемых с их помощью радиографических изображений. Приведены результаты экспериментов по радиографическому анализу биологических объектов и неорганических структур, в основе которых лежит изображение, получаемое с помощью теплового излучения высокотемпературного лазерно-плазменного источника, когерентного рентгеновского излучения плазменного лазера и лазера на свободных электронах, а также посредством генерации высших гармоник излучения оптического лазера.

DOI: 10.31857/S0040364420040109

### ОГЛАВЛЕНИЕ

#### Введение

1. Детекторы рентгеновского излучения на основе кристаллов фторида лития

1.1. Принципы формирования и визуализации скрытых рентгеновских изображений в LiF

1.2. Метрологические свойства LiF как детектора рентгеновского излучения

1.2.1. Функция отклика

1.2.2. Динамический диапазон

1.2.3. Пространственное разрешение

2. Измерение параметров высокоинтенсивных рентгеновских источников с помощью детекторов на основе LiF

2.1. Тепловой рентгеновский источник

2.2. Высокие гармоники излучения оптических лазеров

2.3. Плазменные рентгеновские лазеры

2.4. Рентгеновские лазеры на свободных электронах

3. Использование LiF-детекторов для регистрации радиографических изображений и физических явлений

3.1. Широкодиапазонная фазово-контрастная рентгеновская радиография с субмикронным разрешением в исследованиях динамических процессов в плазме

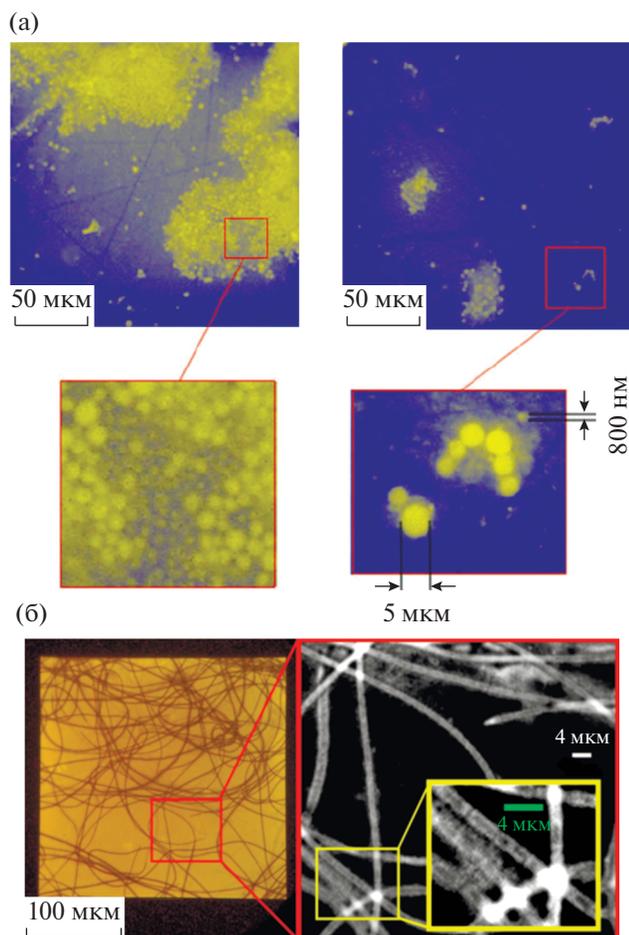
3.2. Наблюдение рентгеновского миража

Заключение

Список литературы

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все большую актуальность приобретают задачи, связанные с получением изображений различных физических объектов в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах. К таким задачам относятся фундаментальные исследования высокотемпературных плазменных объектов в экспериментах по лабораторной астрофизике, инерциальному термоядерному синтезу или спектроскопии многозарядных ионов (см., например, [1–6]). С другой стороны, регистрации радиографических изображений требуют и прикладные задачи из областей материаловедения, биологии и медицины, так как рентгеновское (вакуумное ультрафиолетовое, ВУФ) излучение наилучшим образом подходит для исследования



**Рис. 1.** Пример использования детектора LiF для *in vivo* рентгеновской визуализации малых биологических объектов в спектральном диапазоне “водного окна”: (а) – флуоресцентные изображения клеток хлореллы [10], разрешены клетки размером 800 нм; (б) – флуоресцентные изображения *Leptolyngbya* cells [11].

сверхтонких пленок, субмикронных объектов и, в частности, для диагностики медико-биологических объектов в диапазоне “водного окна”. В случаях, когда необходимо получить изображения практически прозрачных для излучения объектов (например, очень тонкие нанообъекты, полимеры или биологические образцы), при использовании когерентных источников излучения контраст изображений может формироваться не за счет абсорбции, а за счет дифракционных явлений.

Для регистрации изображений в рентгеновском диапазоне принято использовать такие детекторы, как ПЗС-матрицы, микроканальные пластины, фотодиоды или фотопленки. Сравнительно новым и многообещающим детектором является кристалл фторида лития, успешное применение которого продемонстрировано в [7–11] для задач абсорбционной и фазово-контрастной микрорадиографии биологических объектов (рис. 1).

Такой детектор может представлять собой либо толстый кристалл, либо тонкую пленку LiF, напыленную на подложку. К преимуществам детектора мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучений, основанного на кристалле LiF, относятся сверхвысокое субмикронное пространственное разрешение получаемого изображения, высокий динамический диапазон, низкая цена, возможность “перезаписи” детектора (кристалл следует нагреть на несколько минут до  $\sim 400^\circ\text{C}$ ), легкость в использовании (не требуется электроники, защиты от света, возможно использование в вакууме, стабильное хранение информации, легкий процесс считывания). Среди галогенидов щелочных металлов фторид лития также имеет ряд преимуществ. К ним относятся его практически полная нерастворимость в воде, довольно высокая прочность и возможность создания из этого материала тонких пленок. Кроме этого, центры окраски именно во фториде лития устойчивы при комнатной температуре и могут флуоресцировать в оптическом диапазоне. Высокое пространственное разрешение, которое обеспечивает такой детектор, может быть сравнимо только с разрешением у фоторезисторов, в то время как у последних не такой широкий динамический диапазон. К недостаткам детектора на основе кристалла фторида лития можно отнести его довольно низкую чувствительность.

Появление мощных рентгеновских источников нового поколения (плазменные лазеры, лазеры на свободных электронах), которые могут обеспечивать генерацию когерентного импульсного излучения сверхкороткой длительности (до десятков фемтосекунд), привело к тому, что оказалось возможным с помощью радиографических методов исследовать сверхбыстрые процессы, в том числе развитие ударных волн в твердых телах, сжатие топлива при инерциальном термоядерном синтезе, протекание различных химических реакций.

В то же время на целом ряде существующих оптических фемтосекундных лазерных установок ведутся работы по генерации гармоник высоких порядков, энергии фотонов которых лежат в диапазоне сотен электрон-вольт, при взаимодействии оптических импульсов релятивистской интенсивности со средами различной природы: газовыми струями, кластерами, капиллярами, твердотельными фольгами. Основным преимуществом данного подхода является возможность получить импульсы длительностью в десятки аттосекунд при использовании относительно компактных и энергоэффективных установок.

В связи с этими обстоятельствами возникла потребность в контроле характеристик генерируемых мощных рентгеновских пучков. Это поставило задачу разработки новых детекторов рентге-

новского излучения, которые, с одной стороны, учитывали бы принципиально новое для рентгеновских источников свойство когерентности излучения, а с другой, обеспечивали бы нанометровую разрешающую способность и возможность работать при интенсивностях рентгеновского излучения, на порядки превышающих значения, достигаемые на установках предыдущего поколения.

В настоящем обзоре показано, что для задачи контроля излучения рентгеновских лазеров различных типов может успешно применяться детектор в виде кристалла фторида лития. Продемонстрировано, что использование такого детектора позволяет не только визуализировать распределение интенсивности рентгеновского пучка при различных режимах его фокусировки, но и регистрировать радиографические изображения различных физических объектов, полученные при использовании мощных источников когерентного и некогерентного рентгеновского излучения. Такие радиографические изображения существенно дополняют информацию, получаемую методами ионнографии (см., например, [12]).

## 1. ДЕТЕКТОРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ФТОРИДА ЛИТИЯ

### 1.1. Принципы формирования и визуализации скрытых рентгеновских изображений в LiF

Формирование изображения во фториде лития происходит за счет того, что под воздействием фотонов, имеющих энергию больше 14 эВ, в кристалле могут образовываться стабильные центры окраски, спектр флуоресценции которых лежит в оптическом диапазоне [7]. Это позволяет использовать LiF как детектор, где изображение кодируется в соответствии с плотностью расположения центров окраски в кристалле. Среди центров окраски, появляющихся под воздействием ионизирующего излучения, наиболее интересны F-центры, т.е. одиночные вакансии атома фтора, которые заполняются одним электроном, а также  $F_2$ - и  $F_3$ -центры, в которых соответственно две или три соседние вакансии заполняются двумя или тремя электронами (рис. 2).

Следует заметить, что ( $F_2$ )- и ( $F_3^+$ )-центры имеют практически полностью перекрывающиеся полосы поглощения оптического диапазона в области 450 нм и обеспечивают интенсивную фотолюминисценцию в красном и зеленом спектральных диапазонах [13]. Эффективность образования центров окраски в кристалле зависит не только от условий облучения (флюенса, дозы), но также и от физической структуры кристалла (кристалл или поликристалл). Ограниченная глубина проникновения регистрируемого излучения

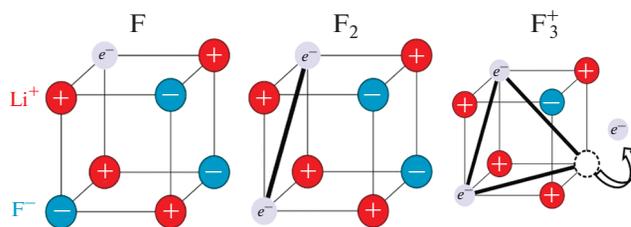


Рис. 2. Примеры центров окраски F-типа, образующихся в кристаллической решетке фторида лития под воздействием ионизирующего излучения.

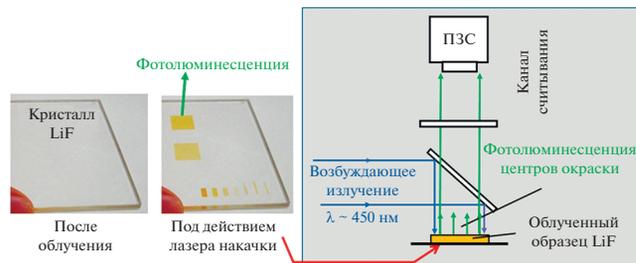


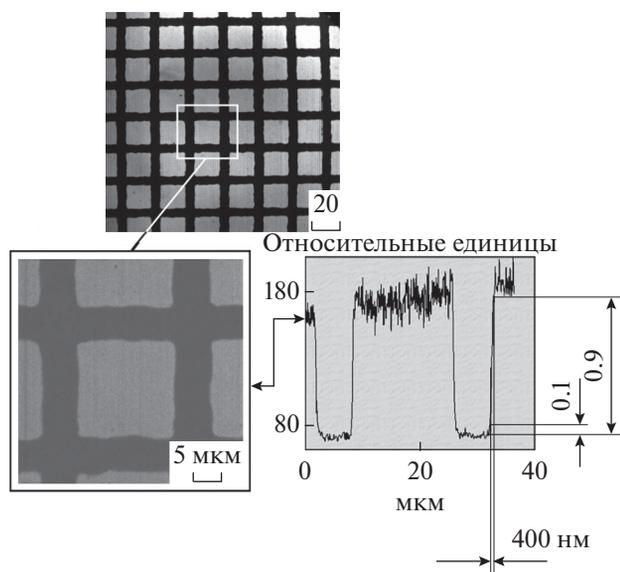
Рис. 3. Схема считывания фотолюминесцентного сигнала с облученного кристалла LiF при помощи флуоресцентного оптического микроскопа.

приводит к необходимости создания тонких активных слоев детектора с высокой концентрацией электронных дефектов, расположенных на поверхности кристаллической структуры [13]. В силу этого использование фторида лития в виде пленки представляется весьма многообещающим для создания инновационных фотонных устройств.

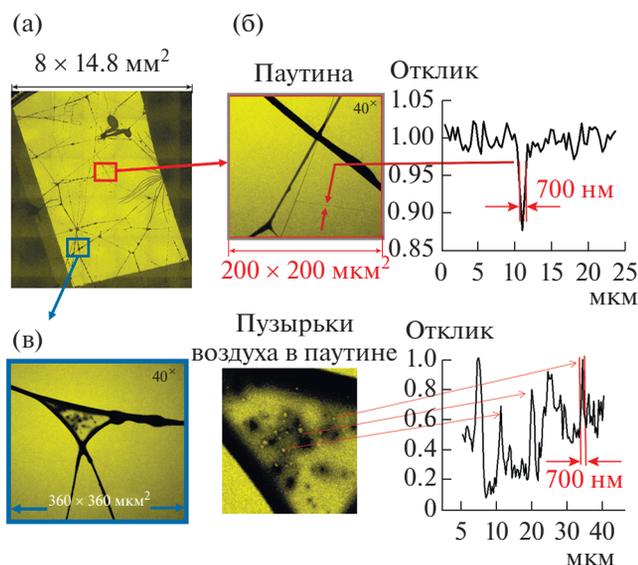
Анализ поверхности детектора LiF после его экспозиции может проводиться с помощью оптических микроскопов (например, конфокального) в режиме флуоресценции (рис. 3). Визуально облученный кристалл выглядит прозрачным, однако при воздействии на него лазером с длиной волны  $\lambda \approx 450$  нм проявляется флуоресцентное излучение ( $F_2$ )- и ( $F_3^+$ )-центров окраски.

Детекторы LiF особенно интересны, так как с их помощью может быть получено изображение с рекордно высоким пространственным разрешением, поскольку центры окраски имеют атомарный масштаб. Так, в работе [7] при использовании точечного источника рентгеновского излучения, генерируемого при воздействии лазерных импульсов на твердотельную мишень, в кристалле было получено радиографическое изображение тестовой сетки с разрешением вплоть до 400 нм (рис. 4).

В работах [14, 15] для мягкого рентгеновского лазерно-плазменного источника дифракционная картина приведена с разрешением 0.05–0.075 мкм. Такое разрешение достигнуто благодаря считыванию



**Рис. 4.** Пример радиографического изображения тестовой сетки, записанного на детектор LiF, демонстрирующий субмикронное пространственное разрешение [7].



**Рис. 5.** Пример радиографического изображения паутины, записанного на детектор LiF в широком поле зрения (а), (б); (в) – увеличенные (в 40 раз) фрагменты отдельных областей, демонстрирующие тонкие детали в паутине с разрешением не менее 700 нм [16].

ванию сигнала с детектора при помощи метода сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ).

Еще одним преимуществом детектора LiF является возможность регистрации изображений в большом поле зрения, которое может достигать несколько см<sup>2</sup>, при сохранении субмикронного

пространственного разрешения [16]. На рис. 5 представлены результаты эксперимента по радиографии биологических объектов малого контраста (паутина с зафиксированными на ней насекомыми) с использованием рентгеновского излучения фемтосекундной лазерно-кластерной плазмы и кристалла LiF в качестве детектора. При величине поля зрения в несколько мм<sup>2</sup> отчетливо видны нити паутины и капли биологического клея на них с разрешением 700 нм. Таким образом, можно сделать вывод о том, что детектор LiF обладает уникально высоким соотношением (поле зрения)/(пространственное разрешение) – не менее 10<sup>4</sup>.

С точки зрения достижения высокого разрешения определяющую роль играет маленькая глубина проникновения излучения в кристалл фторида лития [8]. Например, ультрафиолетовое и рентгеновское излучения, которые генерируются при лазерно-плазменном взаимодействии при потоках нагревающего излучения 10<sup>13</sup>–10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>, имеют высокую пиковую мощность и малую глубину проникновения – порядка 50 нм [13], так что доза излучения, полученная кристаллом, существенно превышает дозу, получаемую при использовании рентгеновских трубок, и возникновение центров окраски в кристалле происходит с высокой эффективностью.

Следует заметить, что помимо фторида лития существует другой детектор рентгеновского излучения, основанный на возникновении при его облучении центров окраски. Речь идет о коммерчески доступном детекторе с фосфорными пластинами. Такой детектор активно используется, в частности, для медицинских приложений, так как обладает более высокой чувствительностью, чем стандартные рентгенографические фотопленки. После записи изображения фосфорная пластина сканируется узким (50–100 мкм) пучком гелий-неонового лазера, в результате чего последовательно возбуждаются центры окраски, флуоресценция которых детектируется фотоэлектронным умножителем (ФЭУ).

Основное различие между фторидом лития и фосфором заключается в том, что центры окраски во фториде лития стабильны при комнатной температуре и при их возбуждении излучением, длина волны которого соответствует полосе поглощения, индуцируется излучение с большей длиной волны за счет стоковского сдвига. Центры окраски в фосфорной пластине нестабильны (со временем жизни порядка нескольких часов) и при возбуждении гелий-неоновым лазером излучают в более коротковолновом диапазоне, как правило синем или ультрафиолетовом. Это означает, что считывание изображения с фосфорной пластины должно происходить сразу же после записи и, что очень важно, может быть проведено

один раз. В отличие от этого LiF-детектор можно использовать для считывания изображения неограниченное количество раз в течение неограниченного количества времени. Это позволяет, например, исследовать изображение с помощью различных оптических микроскопов, обеспечивающих различное увеличение.

Несмотря на то что чувствительность фосфорных пластин считается очень высокой (10 фотонов, т.е. поток в  $0.1 \text{ нДж/см}^2$  при энергии фотона  $1.5 \text{ кэВ}$ , поглощенных на площади  $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ , могут быть детектированы с помощью гелий-неонового пучка размером  $35 \text{ мкм}$ ), она на несколько порядков ниже, чем чувствительность пластины LiF. Линейность отклика фосфорных пластин очень высока, что, несомненно, является их достоинством, в то время как зависимость отклика фторида лития от дозы облучения имеет вид степенной функции. С другой стороны, пространственное разрешение фосфорных пластин обычно составляет около десятка микрон (зависит от размера сканирующего пучка, а также, вероятно, от термодиффузионных эффектов) и ограничена размером зерна фосфорной структуры, составляющим  $5 \text{ мкм}$ . Пространственное разрешение, которое обеспечивает фторид лития, определяется только энергией рентгеновского фотона и особенностями считывающей системы и, как показано ранее, может быть на один-два порядка выше. Еще одним недостатком фосфорных пластин является то, что при работе с ними требуется проводить фильтрацию от излучения оптического диапазона. Отметим также, что в настоящее время не вполне понятно, можно ли использовать фосфорные пластины для записи изображений, сформированных ультрафиолетовым излучением [7].

Таким образом, по всем параметрам видно, что кроме линейности отклика, детекторы на основе фторида лития представляются существенно более перспективными, чем используемые сейчас детекторы с фосфорными пластинами.

### 1.2. Метрологические свойства LiF как детектора рентгеновского излучения

Знание метрологических свойств кристалла фторида лития необходимо для его полноценного использования в качестве рентгеновского детектора. В частности, для восстановления карт плотности изучаемого объекта в радиографических экспериментах нужно как можно более точно знать функцию отклика детектора LiF. В современной литературе имеется ряд исследований данного регистрирующего устройства, проведенных в последние годы и посвященных изучению зависимостей отклика, пространственного разрешения и динамического диапазона в широком

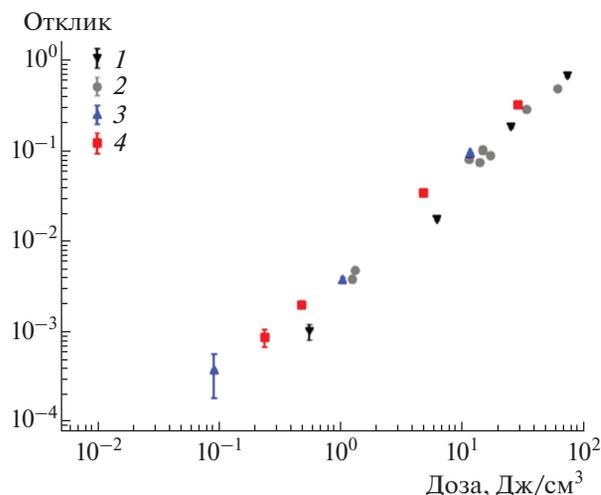
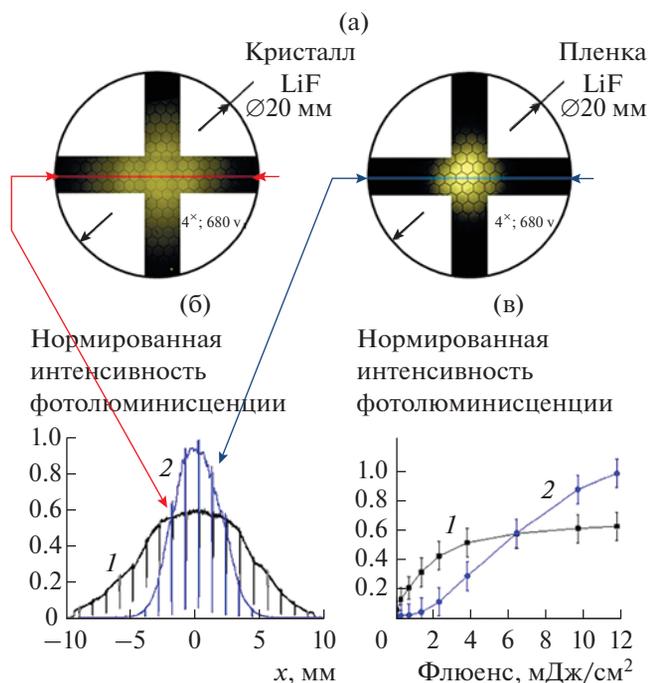


Рис. 6. Отклик кристалла LiF как функция поглощенной дозы при энергиях фотонов [19]: 1 – 5 кэВ, 2 – 7, 3 – 9, 4 – 10.

диапазоне энергий и флюенсов рентгеновского излучения.

**1.2.1. Функция отклика.** В недавних работах [17–19] исследовался отклик в широком диапазоне энергий рентгеновского излучения. В [19] определялась функция отклика кристалла LiF на монохроматическое жесткое рентгеновское излучение в диапазоне энергий  $5–10 \text{ кэВ}$  и флюенсов  $10^{-3}–10^1 \text{ Дж/см}^2$  (соответствует диапазону доз  $10^{-2}–10^2 \text{ Дж/см}^3$ ) на синхротронном источнике Soleil (Франция). Экспериментальная зависимость флуоресцентного сигнала, полученного на микроскопе, от величины поглощенной в кристалле дозы на рис. 6 демонстрирует независимость отклика детектора LiF от энергии рентгеновского излучения. Также в [19] выяснено, что из-за увеличения длины затухания (расстояние, на котором излучение ослабевает в  $e$  раз) отклик детектора увеличивается для фотонов с более низкой энергией, если рассматривать тонкий слой вблизи поверхности кристалла. Поэтому для практических целей предпочтительнее использовать более мягкое рентгеновское излучение, если это возможно.

В работе [18] исследовалась функция отклика кристалла фторида лития в поле мягкого рентгеновского излучения на установке РЕТРА III (Гамбург, Германия). Поток синхротронного излучения интенсивностью  $10^9$  фотон/с и энергией фотона  $E_{\text{фот}} = 500 \text{ эВ}$  проходил через щель шириной  $100 \text{ мкм}$ , после чего профиль интенсивности пучка регистрировался кристаллом LiF и/или калиброванным точечным фотодиодом. На основе сравнения дозового распределения пучка, полученного с использованием калиброванного фотодиода, с данными фотолюминесцентного сигнала



**Рис. 7.** Сравнение функций отклика для пленки и кристалла LiF на мягкое излучение рентгеновского лазера SASE-FEL [20]: (а) – флуоресцентные изображения гексагональной сетки, полученные на кристалле и тонкой пленке фторида лития; (б) – профиль интенсивности вдоль красной и синей прямых на изображениях (а); (в) – экспериментальные зависимости интенсивности фотолюминесценции центров окраски (для кристалла и пленки LiF) от флюенса рентгеновского излучения пучка SASE-FEL; 1 – кристалл LiF, 2 – пленка LiF.

от детектора LiF найдено, что функция отклика кристалла фторида лития на мягкое рентгеновское излучение имеет вид степенной функции:

$$D = Bf(F_3^+)^{2.22},$$

где  $D$  – поглощенная доза в LiF,  $B$  – калибровочный коэффициент,  $f(F_3^+)$  – концентрация ( $F_3^+$ )-центров окраски (пропорциональна сигналу на считывающем микроскопе). Такой же вид функции отклика детектора LiF на мягкое рентгеновское излучение лазерной плазмы найден в [17] для диапазона энергий фотонов 0.05–2 кэВ (с максимумом интенсивности на 1 кэВ) и флюенсов падающего излучения вплоть до 120 мкДж/см<sup>2</sup> (соответствует дозе 1.2 кДж/см<sup>3</sup> для центральной длины волны излучения).

Стоит отметить, что функции отклика для пленки и кристалла фторида лития отличаются. В работе [20] проведены сравнительные эксперименты по исследованию отклика детектора, который представляет собой пленку LiF толщиной 1 мкм, напыленную на стеклянную подложку. Эксперименты проводились с мягким рентгенов-

ским лазером SASE-FEL (Япония) [20, 21]. Тестовые гексагональные сетки облучались третьей гармоникой с длиной волны 17.3 нм пучка рентгеновского лазера (основная длина волны – 52 нм). Кристалл и тонкие пленки фторида лития использовались для регистрации рентгеновского излучения. Полученные фотолюминесцентные изображения и профили интенсивности вдоль пучка рентгеновского лазера представлены на рис. 7. Оказалось, что при низких флюенсах воздействующего излучения (до 6 мДж/см<sup>2</sup>) детектор на основе кристалла фторида лития имеет большую чувствительность, чем детектор на основе пленки (рис. 7в). При повышении плотности энергии рентгеновского пучка ситуация изменяется и чувствительность пленки LiF превосходит чувствительность кристалла.

**1.2.2. Динамический диапазон.** На сегодняшний день динамический диапазон стандартных регистрирующих устройств рентгеновского излучения (ПЗС-матрицы, фотодиоды, рентгеновские пленки и др.), как правило, не превышает значений  $10^3$ – $10^4$ .

В работе [20] кристалл LiF с закрепленной на нем маской из Al-фильтров облучался высокоинтенсивным рентгеновским источником SES-FEL ( $E_{\text{фот}} = 20.2$  эВ) в течение 12000 выстрелов. При считывании фотолюминесцентного сигнала с поверхности облученного детектора (рис. 8) выяснилось, что минимально зарегистрированный сигнал соответствовал величине флюенса  $9 \times 10^{-3}$  мДж/см<sup>2</sup> (поглощенная доза  $\sim 7$  Дж/см<sup>3</sup>), в то время как область кристалла без фильтров соответствовала флюенсу 120 мДж/см<sup>2</sup> ( $\sim 87000$  Дж/см<sup>3</sup>). Это означает, что динамический диапазон детектора был заведомо не менее  $10^4$ .

В недавнем исследовании [18] продемонстрировано, что на самом деле динамический диапазон детектора на основе кристалла фторида лития может значительно превышать эту величину и достигать значения  $\sim 10^7$ . В данной работе рентгеновское излучение энергией фотонов  $\sim 500$  эВ проходило через точечное отверстие радиусом 5 мкм, после чего сформированная дифракционная картина в виде колец использовалась для определения динамического диапазона детектора. Для накопления большого сигнала кристалл LiF облучался в течение 6000 с при интенсивности излучения  $\sim 2 \times 10^7$  фотон/с, что соответствовало мощности дозы 30 Дж/см<sup>3</sup>/с. Величина динамического диапазона определялась как отношение максимальной и минимальной накопленных доз в различных дифракционных кольцах (рис. 9а, 9б). Так, в центральной части пучка накапливалась доза  $1.7 \times 10^5$  Дж/см<sup>3</sup>, в то время как доза в последнем видимом дифракционном

кольце соответствовала  $2 \times 10^{-2}$  Дж/см<sup>3</sup> (рис. 9в). Это дает значение динамического диапазона  $\sim 10^7$ .

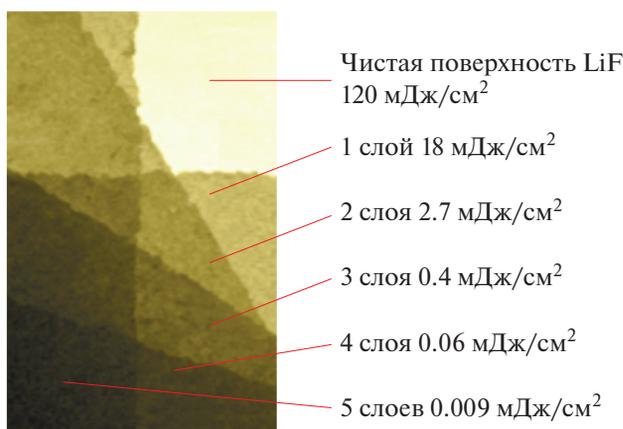
Стоит отметить, что величины потоков, которые могут быть достигнуты на синхротронных источниках или в рентгеновском излучении лазерной плазмы, недостаточны для абляции кристалла фторида лития. Однако при облучении детектора рентгеновскими лазерами высок риск его разрушения.

В работах [22, 23] выполнено экспериментальное и теоретическое исследование абляции кристалла LiF в поле ультракоротких импульсов лазера на свободных электронах (длительность импульса  $L_\tau = 0.3$  пс,  $E_{\text{фот}} = 20.2$  эВ) и плазменного рентгеновского лазера на ионах серебра ( $L_\tau = 7$  пс,  $E_{\text{фот}} = 89.3$  эВ). Найдено, что порог абляции для обоих лазеров примерно одинаков и достигается при флюенсах  $\sim 10$  мДж/см<sup>2</sup>, что соответствует поглощенной дозе  $\sim 3.6$  кДж/см<sup>3</sup>. Достижение порога абляции, естественно, ограничивает динамический диапазон детектора LiF, и при исследовании характеристик мощных рентгеновских лазеров он может уменьшаться до величин порядка  $10^5$ – $10^6$ , что все равно гораздо лучше, чем у упоминавшихся выше традиционных визуализаторов рентгеновских изображений.

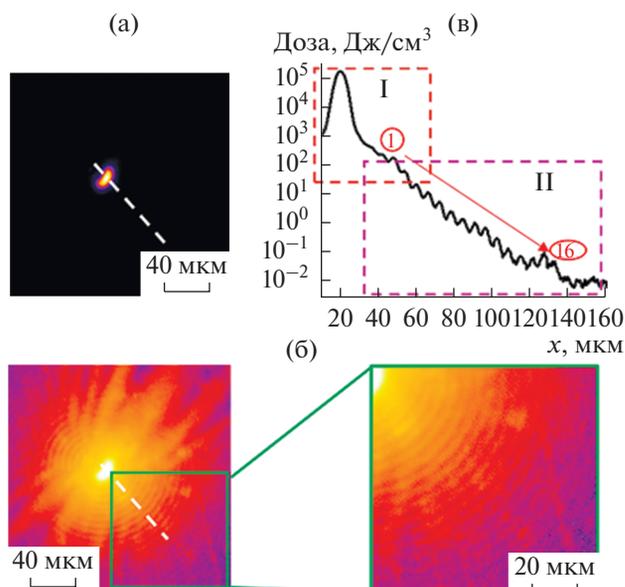
**1.2.3. Пространственное разрешение.** Фундаментально пространственное разрешение детектора LiF определяется размером дефектов кристаллической решетки – центров окраски – и составляет величину атомного масштаба. Однако на практике достичь такого высокого разрешения не удается вследствие следующих факторов.

Во-первых, пространственное разрешение LiF может ограничиваться пространственным разрешением считывающей системы. Например, при использовании для считывания конфокального микроскопа разрешение ухудшается до значений 200 нм. Лучшее разрешение  $\sim 50$  нм может быть получено для технологии СБОМ.

Во-вторых, пространственное разрешение может ограничиваться размером вторичного электронного облака, генерируемого под воздействием рентгеновского излучения. Поскольку первичная фотоионизация и последующий оже-распад производят соответствующие каскады вторичных электронов, то в фотолюминесцентный сигнал при считывании также дают вклад центры окраски, создаваемые каскадами вторичных электронов (рис. 10а). Данный эффект сильно зависит от энергии фотонов падающего на детектор рентгеновского излучения. В работе [24] рассчитано, что для жесткого рентгеновского излучения с энергией кванта 9 кэВ данный эффект приводит к ухудшению пространственного разрешения детектора LiF до  $\sim 1$  мкм (рис. 10б).

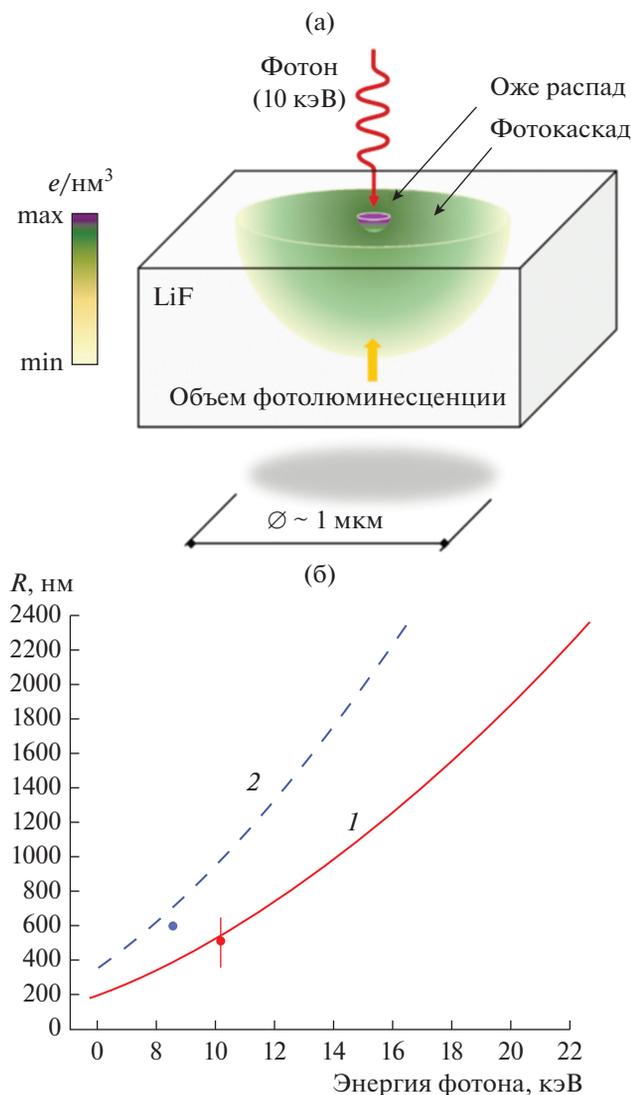


**Рис. 8.** Фотолюминесцентное изображение на кристалле LiF набора Al-фильтров (фольги толщиной 0.8 мкм), полученное для демонстрации высокого динамического диапазона детектора [20].



**Рис. 9.** Результаты эксперимента по демонстрации высокого динамического диапазона  $\sim 10^7$  детектора LiF [18]: (а), (б) – зарегистрированный профиль пучка синхротронного источника PETRA III за точечным отверстием диаметром 5 мкм при напряжениях 360 и 740 В на ФЭУ оптического микроскопа; (в) – дозовое распределение в дифракционной картине, образовавшейся за точечным отверстием – профиль вдоль белой прямой на (а), (б); I – при 360 В, II – 740.

В [19] исследовалась зависимость пространственного разрешения от энергии фотона жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 5–12 кэВ на синхротронном источнике Soleil (Франция). Полученные значения пространственного излучения, измеренные методом “ножа” (или полуплоскости), представлены в таблице.



**Рис. 10.** Схематичное представление фотоэлектронного каскада в кристалле LiF, вызванного взаимодействием жесткого рентгеновского фотона с ионами фтора (а), и средний радиус вторичного фотоэлектронного облака (б), рассчитанный для LiF (1) и кристалла мочевины  $(\text{NH}_2)_2\text{CO}$  (2) как функция энергии падающего фотона [24].

Величина пространственного разрешения составляет  $\sim 1$  мкм для всего диапазона энергий, и в [19] явной зависимости этой величины от энергии не наблюдается. Данный факт может быть связан, во-первых, с сильно неоднородным краем “ножа”, использованным в эксперименте, что повлекло размытие его края на изображении, и,

во-вторых, с диффузией центров окраски, величина которой может значительно превышать эффект замытия от вторичных фотоэлектронов. Диффузия центров окраски слабо зависит от энергии падающих фотонов и определяется в основном интенсивностью излучения. Похожее значение величины пространственного разрешения получено и в работе [25], где кристалл LiF облучался пучком рентгеновского лазера на свободных электронах с энергией фотонов 10 кэВ.

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ LiF

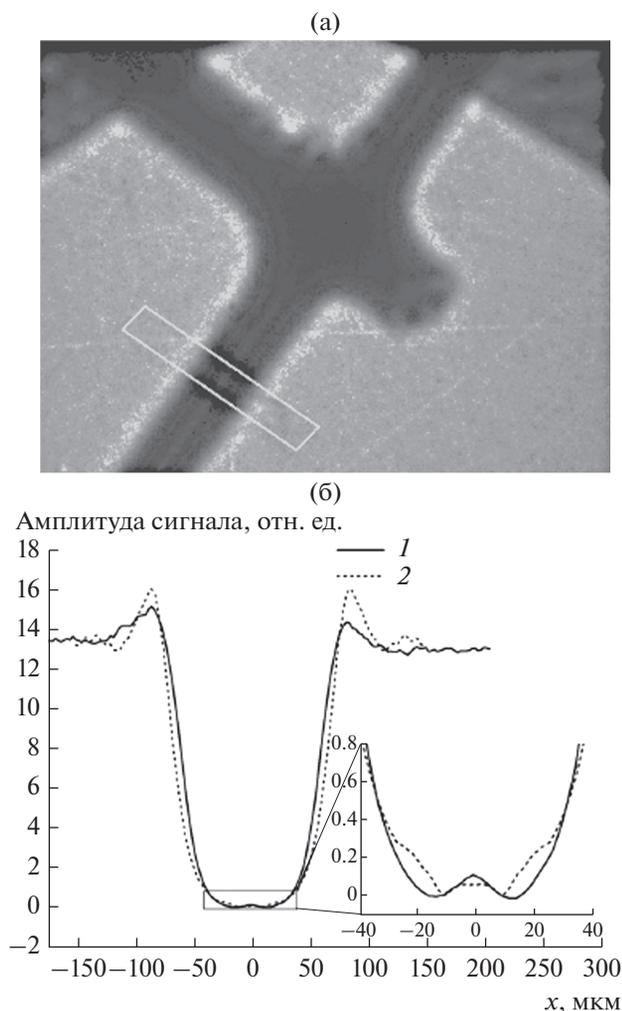
### 2.1. Тепловой рентгеновский источник

В работе [26] исследовались параметры рентгеновского источника, сформированного при взаимодействии высокоинтенсивного фемтосекундного импульса оптического лазера с твердотельной мишенью. В данном эксперименте Ti:сапфир-лазер с  $\lambda = 800$  нм, длительностью  $\tau = 50$  фс, энергией на мишени 30 мДж и частотой повторения 10 Гц фокусировался на твердотельную молибденовую мишень. Рентгеновское излучение образовывалось на мишени плазмы проходило через тестовую сетку и регистрировалось кристаллом LiF. Выполнен численный анализ дифракционных картин, формирующихся при прохождении сгенерированного рентгеновского излучения через тестовую сетку. Для этого дифракционные картины рассчитывались при различных спектральных составах рентгеновского излучения, размерах источника и степенях когерентности. На основе сравнения рассчитанных профилей интенсивности с экспериментальным (рис. 11) оценены размер лазерно-плазменного источника, который оказался равным 15 мкм, и спектральный состав излучения, дающий основной вклад в наблюдаемую дифракционную картину. Как оказалось, наиболее ярко данный источник излучал в мягкой рентгеновской области 100–1000 эВ. Проявление фазового контраста на радиографическом изображении тестовой сетки указывало на когерентность полученного лазерно-плазменного источника.

В работе [27] проведен эксперимент по радиографии нанопольг с использованием мягкого рентгеновского источника лазерно-кластерной плазмы и кристалла LiF в качестве детектора. Пучок Ti:сапфир-лазера с  $\tau = 36$  фс, энергией

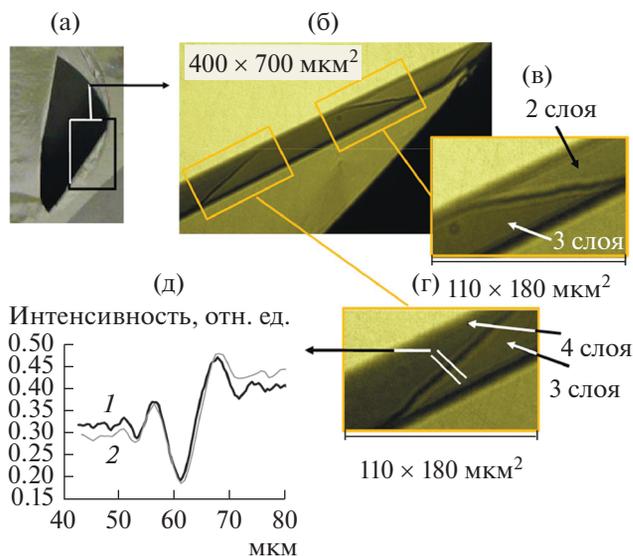
Величины пространственного разрешения (на уровне сигнала 10–90%), измеренные методом “ножа” с использованием тестовой сетки (1000 линий на дюйм) на кристалле LiF [19]

Энергия, кэВ	5	7	8.5	10	12
Разрешение, мкм	$1.22 \pm 0.05$	$1.27 \pm 0.06$	$1.28 \pm 0.04$	$1.36 \pm 0.05$	$1.19 \pm 0.04$



**Рис. 11.** Фазово-контрастное изображение тестовой сетки (а), зарегистрированное детектором LiF от лазерно-плазменного источника, и экспериментальный профиль края металлической проволоки (1) в сравнении с рассчитанным (2) профилем (б); белый прямоугольник в (а) – область, над которой мерялся профиль [26].

160 мДж в импульсе и частотой повторения 1 Гц фокусировался в газокластерное облако (смесь 10% He и 90% CO<sub>2</sub>) в пятно 50 мкм. Полученное изображение фольги на кристалле LiF показано на рис. 12а–12г. Благодаря высокой чувствительности и высокому динамическому диапазону детектора было возможно зарегистрировать дифракционную картину на границе сгиба нанофольг (разница толщины изучаемого образца привела к набегу фаз и, как результат, к проявлению фазового контраста). Моделирование данной дифракционной картины (рис. 12д) позволило определить спектральный состав, пространственную когерентность и размер сформированного в газокластерной плазме рентгеновского источника.

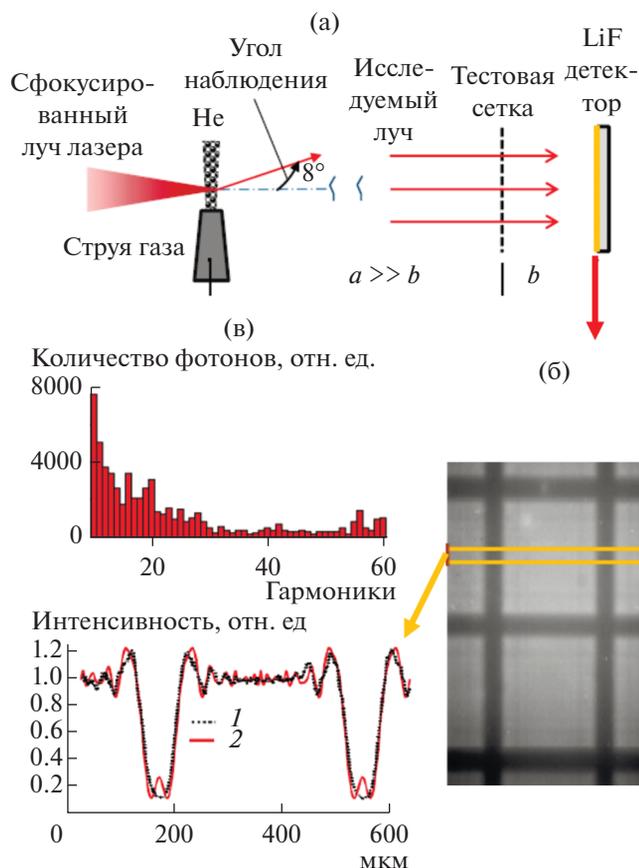


**Рис. 12.** Результат эксперимента по радиографии тонких нанофольг мягким рентгеновским источником фемтосекундной лазерно-кластерной плазмы [27]: (а) – радиографическое изображение фольги Zr толщиной 100 нм, расположенной на расстоянии 8 мм от кристалла LiF; (б)–(г) – увеличенные фрагменты (а); (д) – экспериментальный (1) и расчетный (2) профили интенсивности на границе переналожения фольг – вдоль белых прямых на (г).

## 2.2. Высокие гармоники излучения оптических лазеров

Фторид лития в качестве детектора мягкого рентгеновского излучения может успешно использоваться в экспериментах по генерации гармоник лазерного излучения высоких порядков. В работе [28], например, исследовалась генерация высших гармоник, которая возникала при фокусировке импульсов титан-сапфирового лазера на струю гелия (рис. 13а). Мощность лазерного излучения в этом эксперименте составляла 9 ТВт при длительности импульса 27 фс и потоке  $4 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Использование пленок LiF в качестве детектора было обусловлено, во-первых, большей стабильностью фторида лития по отношению к интенсивному рентгеновскому излучению по сравнению с ПЗС-матрицами, а во-вторых, возможностью получения гораздо лучшего пространственного разрешения.

С помощью пленок фторида лития толщиной 0.5 мкм, напыленных на стеклянные подложки диаметром 20 мм и толщиной 2 мм, исследовалась дифракция генерируемых гармоник на металлической сетке. На основе сравнения зарегистрированного на детекторе LiF (рис. 13б) и расчетного (рис. 13в) распределений интенсивности за тестовой сеткой определен вклад высоких гармоник в наблюдаемую картину. Примененный в работе дифракционный метод позволил впервые проде-



**Рис. 13.** Схема установки для измерений дифракционной картины от сгенерированных высоких гармоник (ВГ) основного лазерного излучения в [28] (а); фотолуминесцентное изображение квадратной тестовой сетки, облученной пучком ВГ и записанное детектором LiF (б); (в) – сравнение расчетного (1) и экспериментального (2) профилей интенсивности образовавшейся дифракционной картины.

монстрировать, что при взаимодействии релятивистских фемтосекундных оптических лазерных импульсов (лазерный поток  $> 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) с газовыми струями происходит генерация высоких гармоник лазерного излучения (вплоть до 60-й), которые могут затем использоваться как источник мягкого когерентного рентгеновского излучения фемтосекундной длительности с размерами менее 1 мкм. В этом эксперименте благодаря высокой чувствительности и пространственному разрешению детектора из фторида лития удалось показать, что исследуемое излучение когерентно.

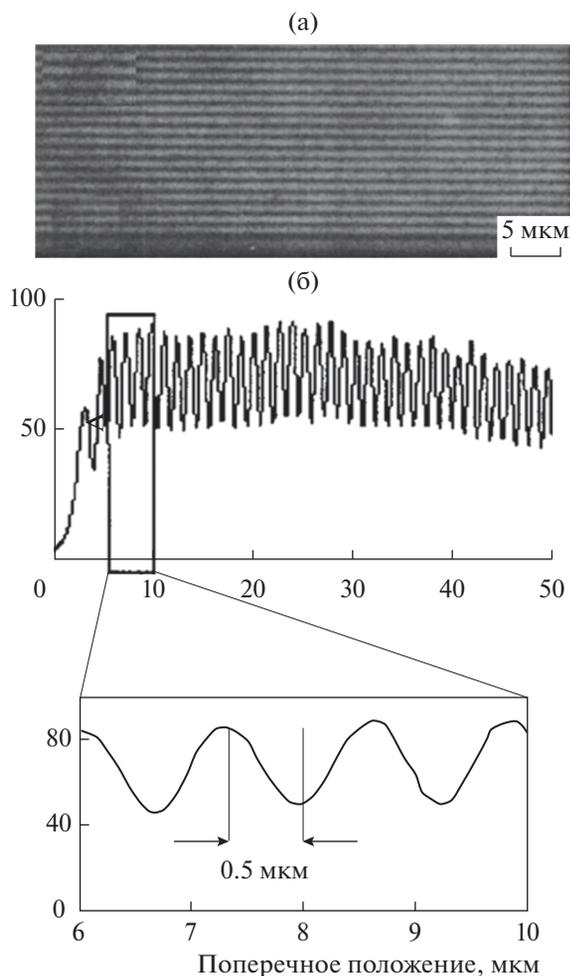
### 2.3. Плазменные рентгеновские лазеры

Изображение в кристалле фторида лития может быть получено при использовании интенсивного излучения рентгеновского плазменного лазера. Высокая яркость и пространственная когерентность такого источника в сочетании с малой

глубиной проникновения излучения в кристалл открывают перспективы создания оптических устройств, интегрированных в прозрачные диэлектрики. Мягкое рентгеновское излучение лазерных источников имеет высокую интенсивность, что позволяет засвечивать большие площади кристалла при очень малых временах экспозиции (вплоть до одного импульса). При этом степень монохроматичности пучка является параметром, определяющим глубину проникновения излучения в кристалл.

В работах [29, 30] продемонстрирована возможность записи в кристалле фторида лития периодического фотолуминесцирующего изображения, имеющего субмикронное разрешение при использовании мягкого рентгеновского излучения плазменного лазера на капиллярном разряде. Импульсы рентгеновского излучения имели длину волны 46.9 нм. Их генерация происходила в аргонной плазме высокой плотности на  $3p-3s$ -переходах в неоподобных ионах аргона. Плазма формировалась за счет  $Z$ -пинч компрессии предварительно ионизованного аргона (давление – около 400 мТор), причем разряд происходил внутри капилляра диаметром 3 мм и длиной 45 см. Мягкое рентгеновское излучение генерировалось при одном проходе излучения через плазму, при этом достигалась энергия в импульсе 0.3 мДж, а лазерный поток составил  $8 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> при  $\tau = 1.7$  нс. В качестве детектора ВУФ-излучения использовался полированный кристалл фторида лития толщиной 3 мм с площадью 75 мм<sup>2</sup>. Детектор зарегистрировал картину интерференционных полос, сформированных при помощи зеркала Ллойда (рис. 14а). Расстояние между полосами составляло около 0.5 мкм (рис. 14б), и для получения такого изображения на площади кристалла около 10 мм<sup>2</sup> понадобилось облучение десятью импульсами рентгеновского излучения с флюенсом на поверхности кристалла около 25 мДж/см<sup>2</sup>.

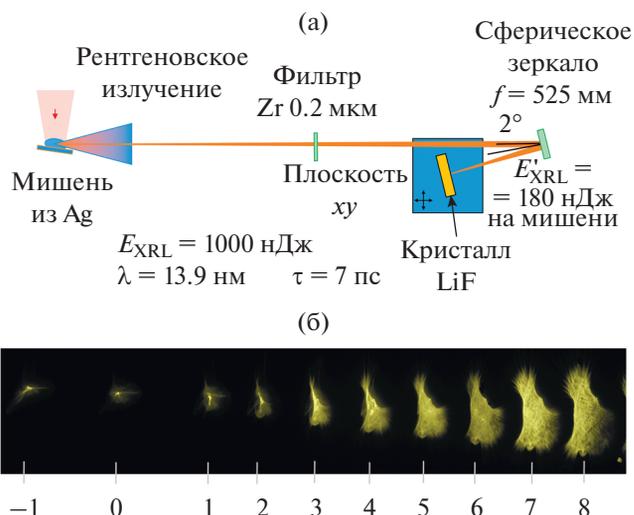
В работах [22, 31] представлены изображения более жесткого рентгеновского пучка ( $\lambda = 13.9$  нм,  $\tau = 7$  пс), полученные за одну вспышку лазера. Эксперимент проводился с рентгеновским лазером, который обеспечивал энергию в импульсе порядка 1 мкДж при горизонтальной и вертикальной расходимости пучка  $12 \times 5$  мрад. Излучение фокусировалось на кристалл толщиной 2 мм и диаметром 20 мм с помощью многослойного Mo/Si-зеркала, закрытого циркониевым фильтром (рис. 15а). В результате на поверхность кристалла воздействовал импульс с энергией 170 нДж и после воздействия одного импульса формировалось изображение с пространственным разрешением 700 нм. Детектор LiF перемещался после каждой экспозиции вдоль направления распространения рентгеновского лазера, а также пер-



**Рис. 14.** Изображение поверхности облученного кристалла LiF (а), показывающее флуоресцентные периодические линии ( $F_2^-$ )- и ( $F_3^+$ )-центров окраски с межстрочным расстоянием 1.2 мкм; (б) – пространственное изменение интенсивности флуоресценции центров окраски вдоль поля [29].

пендикулярно ему, чтобы регистрировать структуру пучка на разных расстояниях от области наилучшей фокусировки. Полученные изображения на кристалле фторида лития показаны на рис. 15б.

Благодаря высокой чувствительности и большому динамическому диапазону детектора LiF, высококачественные изображения наблюдались в режиме одиночной экспозиции импульсом рентгеновского лазера не только в точке его перетяжки, но и при значительном удалении от нее (рис. 15б). Высокое пространственное разрешение, которое имеет детектор, позволило зафиксировать астигматизм фокусирующего зеркала и рассеяние излучения на его поверхности. Данный факт свидетельствовал о загрязнении поверхности Mo/Si-зеркал осколками разлетающейся плазмы на протяжении длительного его исполь-



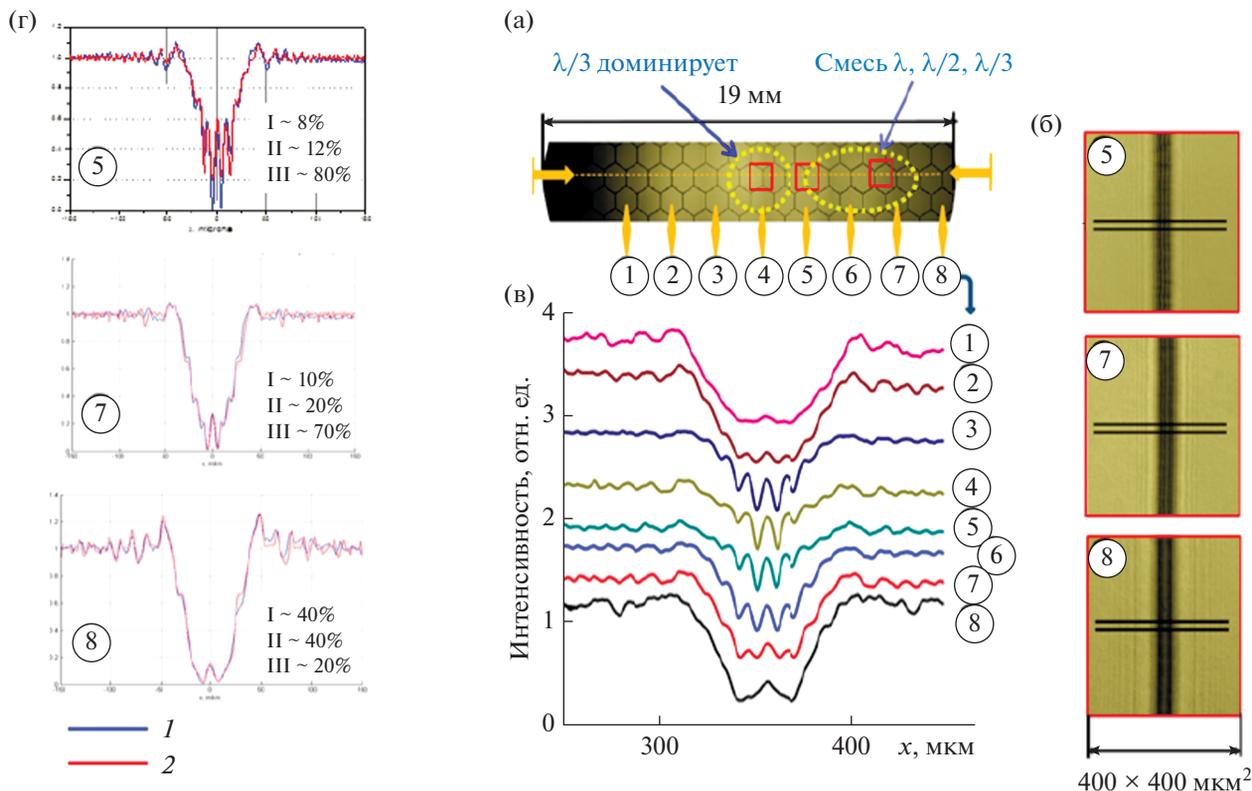
**Рис. 15.** Экспериментальная установка для записи структуры пучка плазменного рентгеновского лазера вблизи наилучшего положения фокуса с использованием детектора LiF (а); (б) – структура пучка, записанная на LiF, на расстояниях от  $-1$  мм до  $+8$  мм от наилучшего положения фокуса [22].

зования в экспериментах. Также в этом исследовании определен порог образования центров окраски, величина которого составила около  $70$  мкДж/см<sup>2</sup>, что приблизительно на три порядка ниже порога для случая ВУФ-импульсов из плазмы капиллярного разряда.

#### 2.4. Рентгеновские лазеры на свободных электронах

В последние годы особую актуальность приобрели работы по созданию и использованию для различных исследований рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ) (см., например, [32–35]). Спектральная яркость таких лазеров и возможность генерации излучения с различными длинами волн значительно превышают возможности плазменных лазеров. Визуализаторы на основе фторида лития представляются сейчас наиболее перспективными не только для определения выходных параметров излучения РЛСЭ, но и для регистрации картин взаимодействия этого излучения с различными объектами. Они все чаще используются для контроля пространственного распределения интенсивности распространяющегося или сфокусированного рентгеновского пучка и при оптимизации условий фокусировки на поверхности мишеней.

В работе [36] показано, что при помощи дифракционного метода с использованием детектора LiF могут быть проведены измерения пространственных, спектральных и когерентных свойств мягкого рентгеновского лазера на свободных электронах SASE-FEL (Япония). На рис. 16 приведено изображение тестовой сетки, зареги-



**Рис. 16.** Радиографическое изображение тестовой сетки (а) [36], облученной пучком рентгеновского лазера SASE-FEL ( $\lambda = 61.5$  нм), наблюдаемое на детекторе LiF; увеличенные области на изображении (а), демонстрирующие хорошо разрешенную дифракционную картину (б) и соответствующие им профили распределения интенсивности (в); сравнение (г) расчетного и экспериментального профилей интенсивности для прописей №№ 5, 7, 8 на (в).

стрированное в [36] детектором фторида лития. На основе сравнения экспериментального и теоретических распределений интенсивности (рис. 16в, 16г) на дифракционных изображениях сетки удалось установить, что пространственная когерентность рентгеновского источника составила 200 мкм, а третья гармоника основной волны доминировала в центре пучка.

Другое интересное применение детектора LiF для диагностики параметров пучка мягкого рентгеновского лазера SASE-FEL продемонстрировано в [21]. В данной работе спектр флуоресценции центров окраски F-типа в кристалле фторида лития использовался для оценки длительности рентгеновского импульса. Лазер был настроен на генерацию излучения с длинами волн 61.5 и 52 нм. Энергия в импульсе варьировалась в пределах 4–11 мкДж для основного излучения, а его длительность лежала в диапазоне 100–300 фс. Одновременно с этим в спектре могли присутствовать последующие гармоники (в частности, энергия третьих гармоник 20.5 и 17.3 нм составляла 60–165 нДж или 1.5% от энергии основного излучения). В работе было показано, что вид спектра флуоресценции ( $F_2^-$ )- и ( $F_3^+$ )-центров окраски за-

висит от длины волны и длительности возбуждающего излучения (рис. 17а). Одним из результатов этого эксперимента была дополнительная более точная оценка длительности лазерного импульса. Оказалось, что длительность импульсов лазера в данном эксперименте была порядка 100 фс. О длительности рентгеновского импульса в данном случае косвенно свидетельствовал спектр фотолюминесценции LiF-детекторов, который проявляет сходные особенности со случаем спектра, полученного при облучении кристалла оптическими импульсами длительностью 100 фс (рис. 17б).

В работе [25] впервые продемонстрирована возможность 3D-визуализации профиля пучка жесткого излучения РЛСЭ (SACLA, Япония). Луч РЛСЭ (энергия фотонов – 10.1 кэВ, энергия в импульсе после ондулятора – 400 мкДж, частота повторения – 30 Гц), распространяющийся через зеркала смещения (позволяют вывести рентгеновский пучок под нужным направлением) и систему фокусировки Hermes, регистрировался при помощи детектора LiF. Размер фокального пятна, измеренный обычным методом сканирования проволоки, составил  $300 \times 200$  нм<sup>2</sup>. Детектор LiF размещался в фокальной плоскости на подвижке, что позволяло перемещать детектор вдоль оси

пучка и перпендикулярно ему. На рис. 18а показана последовательность изображений, полученных на LiF в разных плоскостях вдоль распространения сфокусированного пучка. Благодаря большому динамическому диапазону LiF впервые наблюдались не только распределение интенсивности пучка РЛСЭ, но и проекция апертуры фокусирующей системы (при одиночном облучении). На основе полученных изображений рассчитан размер гауссова пучка, падающего на зеркала Hermes в зависимости от коэффициента качества пучка  $M^2$  (рис. 18б).

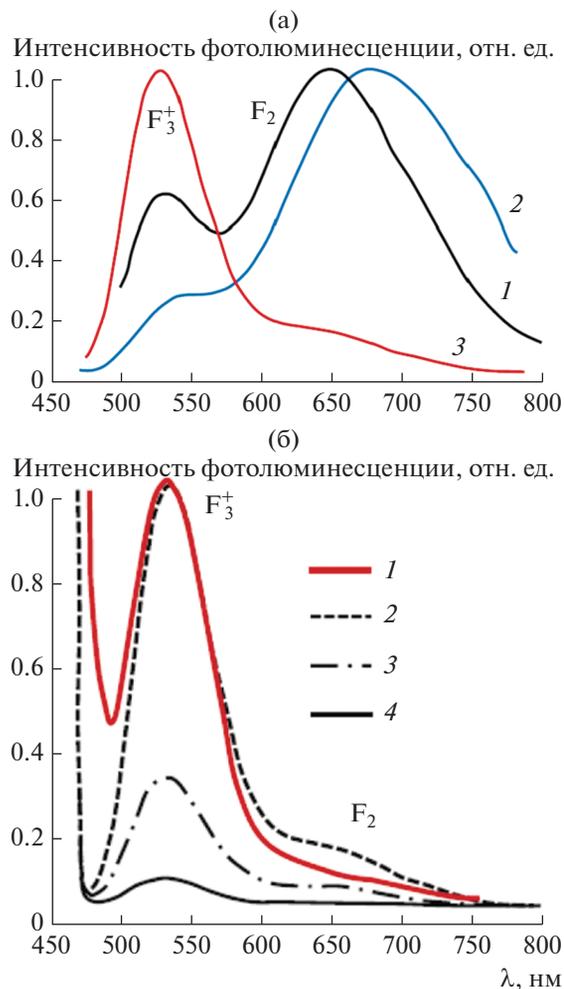
Благодаря тому, что жесткое рентгеновское излучение имеет большую глубину проникновения (для 10 кэВ на расстоянии 670 мкм от поверхности кристалла интенсивность излучения спадает в  $e$  раз), имелась возможность получения 3D-профиля пучка за один выстрел, т.е. измерения распределения интенсивности пучка в области перетяжки в трехмерном пространстве за один выстрел. Это возможно за счет последующего считывания конфокальным оптическим микроскопом сигнала по всей глубине кристалла. На рис. 18в показана последовательность изображений, полученных с помощью сканирования в глубь кристалла конфокальным оптическим микроскопом для образца с наименьшим зарегистрированным размером пучка. Определено, что максимум интенсивности фотолюминесценции наблюдается на расстоянии  $\sim 140$  мкм от поверхности кристалла и наименьший размер пятна составляет 1.2 мкм на этом расстоянии. Стоит отметить, что сканирование внутри кристалла LiF может давать информацию о трехмерной структуре пучка жесткого излучения РЛСЭ.

Таким образом, детекторы LiF могут с успехом использоваться для задач, где требуется высокоточное определение локальных значений и распределения интенсивности пучков, сгенерированных на рентгеновских лазерах на свободных электронах.

### 3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ LiF-ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РАДИОГРАФИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

#### 3.1. Широкодиапазонная фазово-контрастная рентгеновская радиография с субмикронным разрешением в исследованиях динамических процессов в плазме

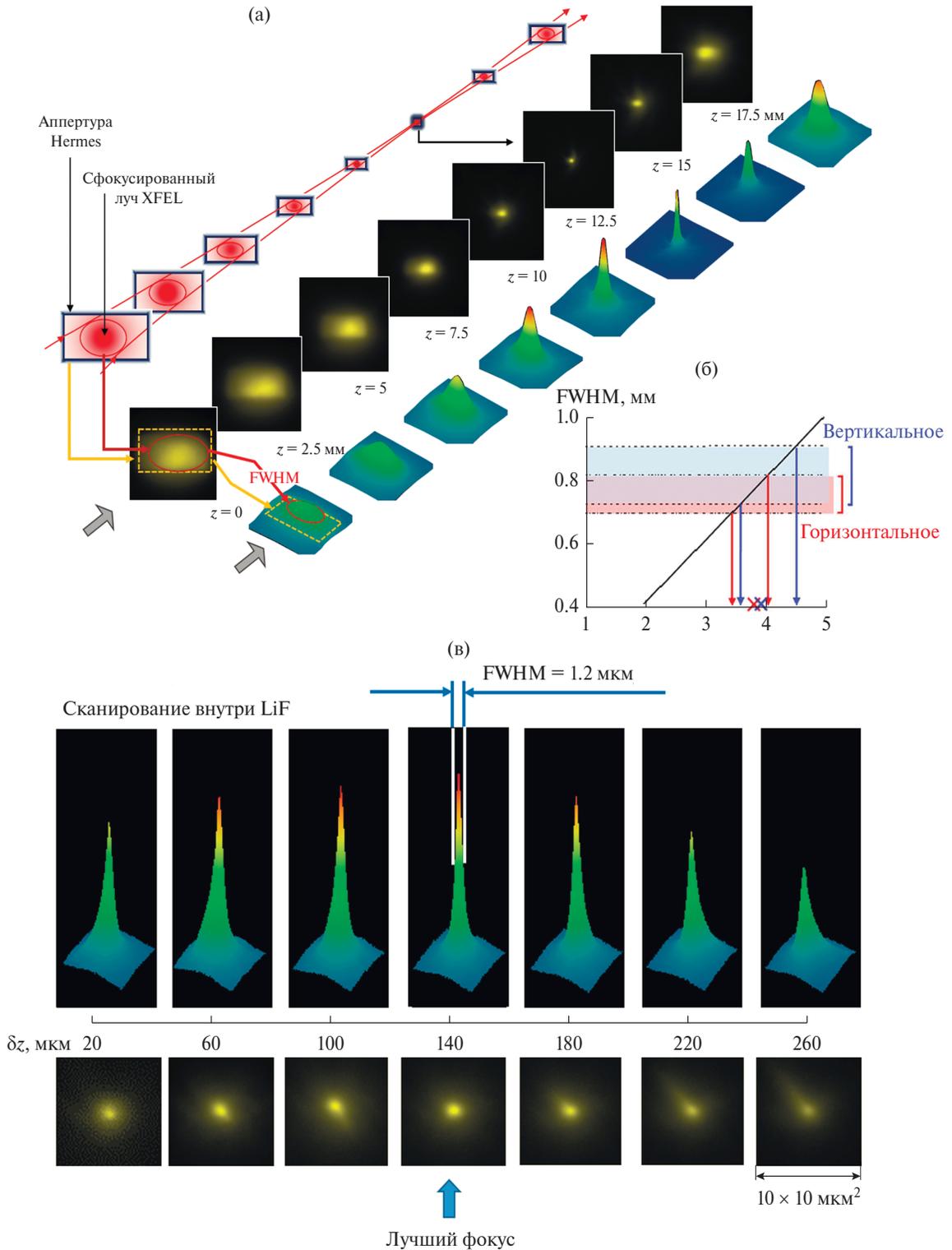
Рентгеновская радиография является ключевой изображающей диагностикой в физике высокой плотности энергии (ФВПЭ) и используется в широком спектре областей физики, включая лабораторную астрофизику и исследования инерциального управляемого термоядерного синтеза. Данный метод позволяет исследовать временную эволюцию быстро меняющихся явлений, таких



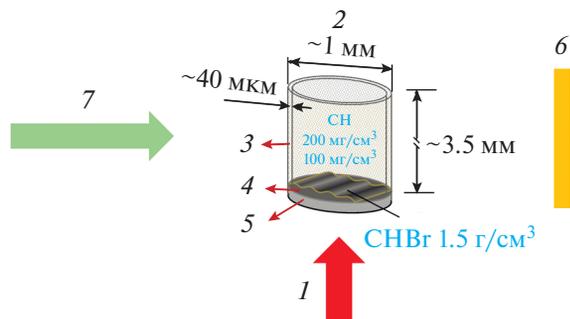
**Рис. 17.** Сравнение нормированных спектров фотолюминесценции ( $F_2$ - и  $F_3^+$ -) центров в кристалле, облученном видимым и рентгеновским излучением с различной длительностью импульса  $\tau$  [21]: (а) 1 – рентгеновская трубка с медным анодом ( $\lambda \sim 0.15$  нм,  $\tau$  – непрерывный), 2 – излучение лазерной плазмы ( $\lambda \sim 0.8\text{--}60$  нм,  $\tau \sim 10$  нс), 3 – интенсивный Ti: сапфир-лазер ( $\lambda \sim 800$  нм,  $\tau \sim 60\text{--}1000$  фс); (б) 1 – пучок SASE-FEL с  $\lambda = 61.5$  нм и импульсы оптического лазера различной длительностью: 2 –  $\tau \sim 100$  фс, 3 – 500, 4 – 1000.

как ударное сжатие вещества, взрывные волны или гидродинамические неустойчивости, сверхбыстрые процессы, протекающие в плазме, которая часто непрозрачна для видимого света.

Одним из важнейших требований к детектору в ФВПЭ-экспериментах является одновременное обеспечение микронного (субмикронного) пространственного разрешения, широкого динамического диапазона и большого поля зрения. Применение стандартных детекторов часто не может обеспечить выполнение этого требования при регистрации изображений в сверхинтенсивных по-



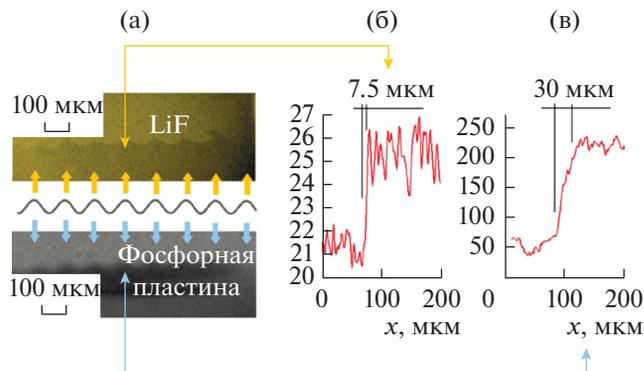
**Рис. 18.** Определение качества фокусировки РЛСЭ SACLA с использованием детектора LiF [25]: (а) – (сверху вниз) схема распространения луча XFEL, ограниченного отверстиями системы Hermes, фотолуминесцентные изображения LiF-детектора по пути прохождения луча и распределения интенсивности пучка РЛСЭ вблизи фокуса; (б) – расчетный размер гауссова пучка, падающего на зеркало Hermes, в зависимости от коэффициента качества пучка  $M^2$  для размера источника  $W_0 = 60 \text{ мкм}$ ; заштрихованные области показывают оцененные по экспериментальным данным значения  $M^2$  луча XFEL, падающего на зеркала Hermes в горизонтальном (розовом) и вертикальном (синем) направлениях; стрелками показаны соответствующие диапазоны показателей качества пучка для случая  $W_0 = 60 \text{ мкм}$  в обоих направлениях; (в) – распространение сфокусированного пучка РЛСЭ внутри кристалла LiF, считывание проводилось конфокальным оптическим микроскопом в режиме флуоресценции.



**Рис. 19.** Схема типичного эксперимента типа “накачка–зонд” для исследования динамических явлений, возникающих в плазме под действием высокоинтенсивного оптического лазера (1); пример мишени (2) для исследования рэлей–тейлоровских неустойчивостей в плазме [37]: 3 – ударная труба, 4 – волнистый слой, 5 – аблятор, 6 – детектор рентгеновского излучения, 7 – зондовый рентгеновский луч.

лях рентгеновского излучения. В то же время все перечисленные выше требования являются фактически атрибутом LiF-детекторов.

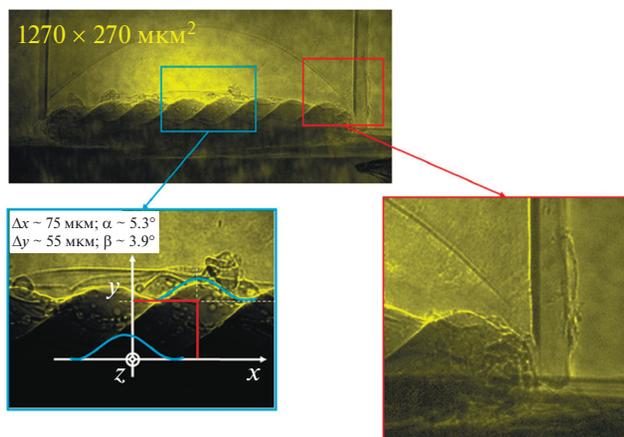
Впервые возможности использования флуоресцентных кристаллических детекторов для целей рентгеновской визуализации в ФВПЭ-экспериментах с использованием как лазерно-плазменного рентгеновского источника, так и полностью когерентного излучения РЛСЭ были продемонстрированы в [37]. Мишени, используемые в этой работе, состояли из слоя бромированного пластика, прикрепленного к тонкой (~1 мкм) золотой фольге, служащей радиационным экраном, пластикового аблятора и тонкой цилиндрической ударной трубки, заполненной пенопластом низкой плотности. Модуляции с синусоидальным профилем предварительно накладывались на всю поверхность бромированного пластикового слоя. Данные мишени типичны для исследования быстропротекающих динамических явлений в экспериментах типа “накачка–зонд”. Общая схема такого эксперимента представлена на рис. 19. При воздействии высокоинтенсивного оптического лазера накачки на такую мишень в сформированной плазме начинается развитие неустойчивостей на границе элементов мишени СНВr–СН (частный случай, например, неустойчивость Рэля–Тэйлора). Для визуализации описанных процессов используется пробный рентгеновский пучок, просвечивающий исследуемую мишень (например, лазерно-плазменный источник или РЛСЭ) и высоко разрешающий детектор. Стоит отметить, что схожие эксперименты уже проводились в работах [2, 3] с использованием избранных детекторов рентгеновской пластины. В [37] впервые тестировалась схема такого эксперимента с применением кристалла LiF в качестве регистрирующего устройства. Было выполнено два типа экспериментов.



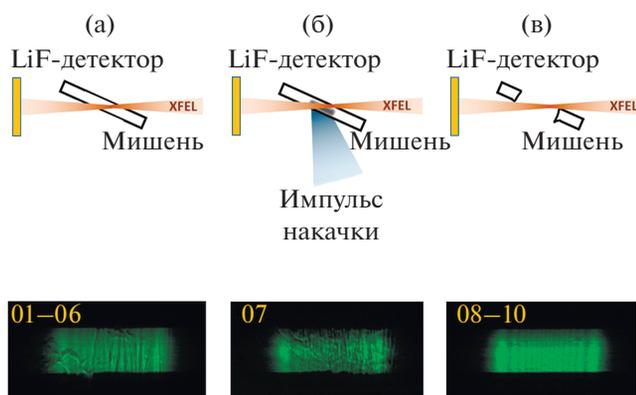
**Рис. 20.** Радиографические изображения исследуемой мало контрастной мишени, полученные с помощью детекторов LiF и фосфорной пленки в [37] (а); (б) и (в) – профили интенсивности вдоль тонких стрелок в изображениях LiF и фосфорной пленки.

Первый эксперимент проводился на установке LULI2000 (Франция). Источник рентгеновской подсветки создавался взаимодействием лазерного импульса PICO2000 (80 Дж, 10 пс) с наконечником платиновой проволоки диаметром 25 мкм. Оцененный выход рентгеновского излучения для этих параметров лазера в спектральном диапазоне 4.5–4.8 кэВ ( $K_{\alpha}$  – 4.51 кэВ и  $He_{\alpha}$  – 4.75 кэВ) составлял порядка  $10^{11}$  фотонов в угле 4π. Мишень с подсветкой располагалась на расстоянии  $D = 40$  мм от объекта, подлежащего рентгенографии. Детектор из LiF (диаметр – 20 мм и толщина – 2 мм) размещался на расстоянии 10 мм от объекта. Сравнились рентгеновские изображения мишени, полученные на кристалле LiF и на изображающей пластине (ИП) (рис. 20а). Границы неоднородностей мишени разрешены значительно лучше на LiF, чем на ИП, величины пространственного разрешения характеризовались значениями 7.5 мкм и 30 мкм соответственно (рис. 20б, 20в). Однако следует отметить, что на ИП получалось более контрастное изображение, что объясняется разницей в отклике двух детекторов в спектральном диапазоне 4–5 кэВ.

Второй эксперимент проводился на установке SACLA (Япония). В качестве просвечивающего излучения использовался пучок рентгеновского лазера на свободных электронах ( $E_{\text{фот}} = 10$  кэВ, энергия за импульс на выходе из ондулятора  $E_{\text{имп}} = 490$  мкДж/импульс, расходимость пучка – 2.4 мкрад). Размер пятна в плоскости мишени составлял ~1 мм. Используемые кристаллы LiF имели диаметр 20 мм и толщину 2 мм. Пример полученного изображения на детекторе LiF продемонстрирован на рис. 21. Эффект усиления фазового контраста хорошо проявляется на краях мишени. Видимый наклон участков мишени (в частности, модуляций СНВr с синусоидальным профилем) указывает на наличие углового



**Рис. 21.** Радиографическое изображение малоконтрастной мишени, используемой для исследований типа “накачка–зонд” (зарегистрированное на детектор LiF) в [37], при помощи которого оценено смещение мишени относительно оси пробного пучка РЛСЭ:  $Z$  соответствует оси распространения пробного пучка,  $\alpha$  и  $\beta$  – углы поворота вокруг горизонтальной оси  $x$  и вертикальной оси  $y$ .



**Рис. 22.** Схема эксперимента по контролю качества мишени для исследований типа “накачка–зонд” [32]: радиографические изображения мишени на детекторе LiF до воздействия (а), во время (б) и после воздействия (в) оптического лазера накачки.

смещения мишени относительно оси пробного луча РЛСЭ, которое было оценено в работе.

Таким образом, радиографический метод с использованием детектора LiF также может применяться для визуализации и настройки положения малоконтрастных мишеней в исследованиях типа “накачка–зонд”. Стоит отметить, что для высокоточных измерений в таких экспериментах необходимо контролировать не только однородность пучков оптического и пробного лазеров, но также и качество мишени.

В работе [32] впервые использован детектор LiF в эксперименте типа “накачка–зонд” для наблюдения за деформацией мишени под действием лазера накачки (оптического высокоинтен-

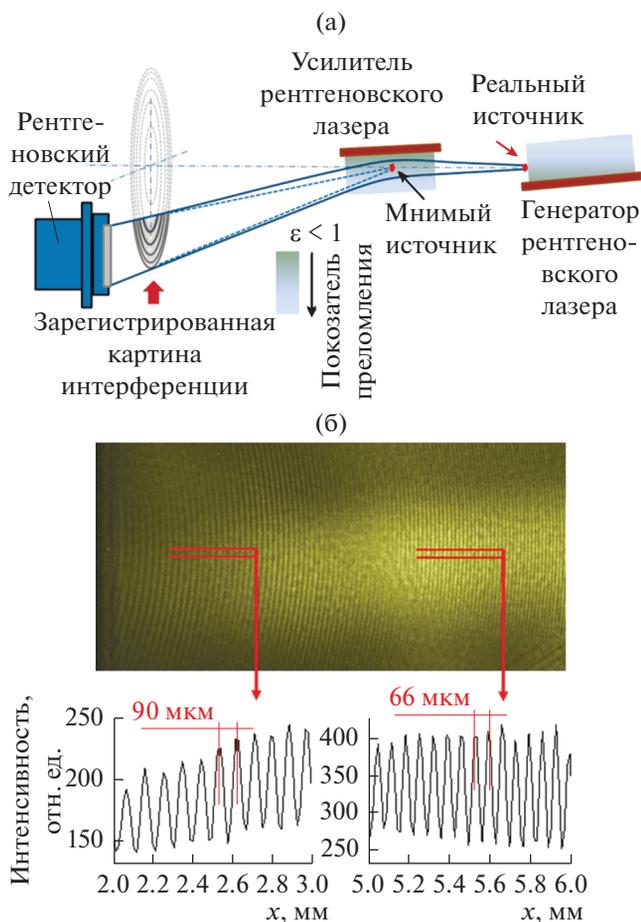
сивного лазера). Эксперимент проводился на установке SACLA. Пучок фотонов с энергией 10.1 кэВ и частотой повторения 1 Гц проходил через мишень, представляющую собой тонкую фольгу (30 мкм полипропилена + 40 мкм Ge), после чего радиографическое изображение регистрировалось детектором LiF (рис. 22 – верхний ряд). На изображениях LiF видна структура мишени не только перед воздействием (рис. 22а), но и во время и после действия лазера накачки (рис. 22б, 22в). Хорошо видно, что при воздействии лазера накачки (рис. 22б) полностью меняется внутренняя структура мишени. После окончательного разрушения мишени оптическим лазером (рис. 22в) зарегистрирована только структура зондового пучка.

Таким образом, использование детекторов на основе фторида лития действительно позволяет одновременно достичь высокого пространственного разрешения, большого динамического диапазона и широкого поля. Это, по всей видимости, открывает новые уникальные возможности для проверки математических моделей развития быстропротекающих неустойчивостей, возникающих в лазерно-индуцированной плазме. Знание поведения функции отклика может позволить дополнительно восстанавливать карту плотности в исследуемой плазме.

### 3.2. Наблюдение рентгеновского миража

Оказалось, что применение в экспериментальных исследованиях детектора с кристаллом фторида лития позволяет регистрировать некоторые новые физические явления. Это впервые было продемонстрировано в работе [38], где данный детектор зарегистрировал появление так называемого рентгеновского миража, сформированного излучением двухкаскадного плазменного рентгеновского лазера с длиной волны излучения 13.9 нм. В этой работе на кристалле получено изображение интерференционной картины в дальнем поле в виде концентрических колец с периодом, уменьшающимся от центра к периферии. Устойчивая интерференционная картина возникала после прохождения излучения через усиливающую плазменную активную среду лазера. Схема эксперимента представлена на рис. 23а. Рентгеновский мираж выглядит как круговая интерференционная картина. Центр интерференционных колец расположен на оси, проходящей через два когерентных источника: реальный источник, созданный генератором рентгеновского лазера, и воображаемый источник, образованный усилителем рентгеновской плазмы.

Образование интерференционных полос, зарегистрированных детектором LiF (рис. 23б), показало возникновение двух когерентных источников, расположенных на оптической оси, про-



**Рис. 23.** Схема эксперимента по наблюдению рентгеновского миража [38] (а); интерференционная картина (б), записанная LiF-детектором (в одиночном лазерном облучении), в профиле пучка на расстоянии 3314 мм от усилителя.

ходящей через центр интерференционных колец. При очевидности существования первого источника на выходе генератора образование второго источника, когерентного первому, требовало тщательного исследования и обоснования. Путем многочисленных экспериментальных проверок была исключена возможность интерференции в результате деления пучка от генератора, аналогичного действию зеркала Ллойда. С помощью моделирования интерференции до достижения полного совпадения расчета с экспериментом был определен второй источник и его параметры.

Таким образом, доказано, что схема прохождения пучков представляется аналогичной оптическому миражу (рис. 23а). Отметим, что наиболее сложная задача объяснения наблюдаемого явления состояла в доказательстве когерентности двух источников, возникающих в двух независимых активных средах. Теоретическое рассмотрение на основе стандартной системы уравнений Максвелла—Блоха не позволило найти необходи-

мое объяснение. Показано, что система уравнений Максвелла—Блоха должна модифицироваться для учета гидродинамических параметров активной среды рентгеновского лазера. Из решения модифицированных уравнений следует, что при наличии в плазме усилителя локального максимума электронной плотности и коэффициента усиления создаются условия для формирования второго, мнимого, источника излучения, жестко сфазированного с излучением генератора [38]. Это означает, что активная среда работает как оптический элемент, изменяющий форму волнового фронта, а взаимодействие излучений двух когерентных источников приводит к образованию интерференционной картины. При очевидной аналогии со схемой образования мнимого изображения в оптическом мираже наблюдаемое явление представляет собой рентгеновский мираж, но с новым отличительным свойством его когерентности.

На базе разработанной теории в [38] определены необходимые и достаточные условия возникновения когерентного рентгеновского миража, а также его свойства. Обнаруженное с помощью детектора на LiF явление может быть использовано в разных приложениях, например в интерферометрии при исследовании динамики поверхностных изменений свойств материалов под различными внешними воздействиями, в лазерной физике для диагностики активных сред, для создания “оптических элементов” с контролируемыми рефракционными свойствами, для генерации фазово-адаптивных рентгеновских пучков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре продемонстрированы возможности и перспективы использования детекторов рентгеновского и ультрафиолетового диапазонов, основанных на применении кристаллов или пленок фторида лития, для получения изображений с высоким пространственным разрешением в широком динамическом диапазоне. Полученные к настоящему времени результаты однозначно говорят, что благодаря сверхвысокому разрешению, широкому спектральному диапазону, доступности и легкости в использовании кристалл LiF является многообещающим материалом для задач детектирования в микрорадиографии, рентгеновской контрастной микроскопии, диагностики пучков рентгеновских лазеров и прочих приложений, использующих рентгеновское или ультрафиолетовое излучение. Особенно актуальным приложением таких детекторов в свете развития современных мощных источников когерентного рентгеновского излучения является возможность проведения диагностики профиля интенсивности рентгеновского излучения лазера на свободных электронах в раз-

личных режимах его фокусировки. Вместе с этим стоит заметить, что проблема метрологии мощных когерентных рентгеновских пучков требует дальнейшего исследования, так как применение любых, в том числе и LiF-детекторов, в данном случае лимитируется порогом абляции, который для фторида лития составляет порядка 3–4 кДж/см<sup>2</sup>.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90142 и в рамках госзадания ОИВТ РАН (тема № 01201357846).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Khiar B., Revet G., Ciardi A., Burdonov K., Filippov E., Béard J., Cerchez M. et al.* Laser-Produced Magnetic-Rayleigh–Taylor Unstable Plasma Slabs in a 20 T Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. 205001.
2. *Nagel S.R., Raman K.S., Huntington C.M., Maclaren S.A., Wang P., Barrios M.A., Baumann T. et al.* A Platform for Studying the Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov Instabilities in a Planar Geometry at High Energy Density at the National Ignition Facility // *Phys. Plasmas.* 2017. V. 24. 072704.
3. *Rigon G., Casner A., Albertazzi B., Michel T., Mabey P., Falize E., Ballet J. et al.* Rayleigh–Taylor Instability Experiments on the LULI2000 Laser in Scaled Conditions for Young Supernova Remnants // *Phys. Rev. E.* 2019. V. 100. 021201(R).
4. *Casner A., Mailliet C., Rigon G., Khan S.F., Martinez D., Albertazzi B., Michel T. et al.* From ICF to Laboratory Astrophysics: Ablative and Classical Rayleigh–Taylor Instability Experiments in Turbulent-like Regimes // *Nucl. Fusion.* 2019. V. 59. 032002.
5. *Lindl J.D., Amendt P., Berger R.L., Glendinning S.G., Glenzer S.H., Haan S.W., Kauffman R.L. et al.* The Physics Basis for Ignition Using Indirect-drive Targets on the National Ignition Facility // *Phys. Plasmas.* 2004. V. 11. № 2. P. 339.
6. *Пикуз С.А., Фаенов А.Я., Скобелев И.Ю., Фортвов В.Е.* Создание экзотических состояний вещества с помощью рентгеновского излучения, генерируемого при фокусировке петаваттного лазерного импульса на твердотельные мишени // *УФН.* 2014. Т. 184. № 7. С. 759.
7. *Baldacchini G., Bollanti S., Bonfigli F., Flora F., Di Lazaro P., Lai A., Marolo T. et al.* Soft X-ray Submicron Imaging Detector Based on Point Defects in LiF // *Rev. Sci. Instrum.* 2005. V. 76. 113104.
8. *Bonfigli F., Faenov A.Y., Flora F., Marolo T., Monteverali R.M., Nichelatti E., Pikuz T.A. et al.* Point Defects in Lithium Fluoride Films for Micro-radiography, X-ray Microscopy and Photonic Applications // *Phys. Stat. Solidi Appl. Mater. Sci.* 2005. V. 202. № 2. P. 250.
9. *Baldacchini G., Bonfigli F., Faenov A., Flora F., Monteverali R.M., Pace A., Pikuz T. et al.* Lithium Fluoride as a Novel X-ray Image Detector for Biological  $\mu$ -world Capture // *J. Nanosci. Nanotechnol.* 2003. V. 3. № 6. P. 483.
10. *Bonfigli F., Faenov A., Flora F., Francucci M., Gaudio P., Lai A., Martellucci S. et al.* High-resolution Water Window X-Ray Imaging of *in Vivo* Cells and Their Products Using LiF Crystal Detectors // *Microsc. Res. Tech.* 2008. V. 71. № 2. P. 146.
11. *Reale L., Bonfigli F., Lai A., Flora F., Albertano P., Di Giorgio M.L., Mezi L. et al.* Contact X-ray Microscopy of Living Cells by Using LiF Crystal as Imaging Detector // *J. Microsc.* 2015. V. 258. № 2. P. 127.
12. *Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Лавриненко Я.С., Беляев В.С., Ключников В.Ю., Матафонов А.П. и др.* Твердотельные трековые детекторы в исследованиях лазерной плазмы // *ТВТ.* 2016. Т. 54. № 3. С. 453.
13. *Monteverali R.M., Bonfigli F., Faenov A., Flora F., Marolo T., Montecchi M., Nichelatti E. et al.* Refractive Index Change in Photoluminescent Patterns Based on Color Centers Generated in Lithium Fluoride by EUV Radiation // *Integr. Opt. Photonic Integr. Circuits.* 2004. V. 5451. P. 393.
14. *Oliva C., Ustione A., Almaviva S., Baldacchini G., Bonfigli F., Flora F., Lai A. et al.* SNOM Images of X-ray Radiographs at Nano-scale Stored in a Thin Layer of Lithium Fluoride // *J. Microsc.* 2008. V. 229. № 3. P. 490.
15. *Ustione A., Cricenti A., Bonfigli F., Flora F., Lai A., Marolo T., Maria Monteverali R. et al.* Scanning Near-field Optical Microscopy Images of Microradiographs Stored in Lithium Fluoride Films with an Optical Resolution of  $\lambda/12$  // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88. 141107.
16. *Gasilov S., Faenov A., Pikuz T., Skobelev I., Boldarev A., Gasilov V., Magunov A. et al.* Conventional and Propagation-based Phase Contrast Imaging of Nanostructures Using Femtosecond Laser Driven Cluster Plasma Source and LiF Crystal Soft X-ray Detectors // *Contrib. Plasma Phys.* 2009. V. 49. № 7. P. 488.
17. *Bonfigli F., Gaudio P., Lupelli I., Nichelatti E., Richetta M., Vincenti M.A., Monteverali R.M.* Characterization of LiF-based Soft X-ray Imaging Detectors by Confocal Fluorescence Microscopy // *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.* 2010. V. 15. P. 012025.
18. *Makarov S., Pikuz S., Ryazantsev S., Pikuz T., Buzmakov A., Rose M., Lazarev S. et al.* Soft X-ray Diffraction Patterns Measured by LiF Detector with Sub-micron Resolution and Ultimate Dynamic Range // *J. Synchrotron Rad.* 2020. V. 27. P. 625.
19. *Mabey P., Albertazzi B., Michel T., Rigon G., Makarov S., Ozaki N., Matsuoka T. et al.* Characterization of High Spatial Resolution Lithium Fluoride X-ray Detectors // *Rev. Sci. Instrum.* 2019. V. 90. 063702.
20. *Pikuz T.A., Faenov A.Y., Fukuda Y., Kando M., Bolton P., Mitrofanov A., Vinogradov A.V. et al.* Soft X-ray Free-electron Laser Imaging by LiF Crystal and Film Detectors over a Wide Range of Fluences // *Appl. Opt.* 2013. V. 52. № 3. P. 509.
21. *Pikuz T., Faenov A., Fukuda Y., Kando M., Bolton P., Mitrofanov A., Vinogradov A. et al.* Optical Features of a LiF Crystal Soft X-ray Imaging Detector Irradiated by Free Electron Laser Pulses // *Opt. Express.* 2012. V. 20. № 4. P. 3424.
22. *Faenov A.Y., Inogamov N.A., Zhakhovskii V.V., Khokhlov V.A., Nishihara K., Kato Y., Tanaka M. et al.* Low-threshold Ablation of Dielectrics Irradiated by Picosecond Soft X-ray Laser Pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. 231107.
23. *Inogamov N.A., Faenov A.Y., Khokhlov V.A., Zhakhovskii V.V., Petrov Y.V., Skobelev I.Y., Nishihara K. et al.*

- Spallative Ablation of Metals and Dielectrics // *Contrib. Plasma Phys.* 2009. V. 49. № 7. P. 455.
24. *Grum-Grzhimailo A.N., Pikuz T., Faenov A., Matsuoka T., Ozaki N., Albertazzi B., Pikuz S. et al.* On the Size of the Secondary Electron Cloud in Crystals Irradiated by Hard X-ray Photons // *Eur. Phys. J. D.* 2017. V. 71. № 3. P. 69.
  25. *Pikuz T., Faenov A., Matsuoka T., Matsuyama S., Yamauchi K., Ozaki N., Albertazzi B. et al.* 3D Visualization of XFEL Beam Focusing Properties Using LiF Crystal X-ray Detector // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. 17713.
  26. *Ivanov K.A., Gozhev D.A., Rodichkina S.P., Makarov S.V., Makarov S.S., Dubatkov M.A., Pikuz S.A. et al.* Nanostructured Plasmas for Enhanced Gamma Emission at Relativistic Laser Interaction with Solids // *Appl. Phys. B. Lasers Opt.* 2017. V. 123. № 10. 252.
  27. *Pikuz T.A., Faenov A.Y., Gasilov S.V., Skobelev I.Y., Fukuda Y., Kando M., Kotaki H. et al.* Propagation-based Phase-contrast Enhancement of Nanostructure Images Using a Debris-free Femtosecond-laser-driven Cluster-based Plasma Soft X-ray Source and an LiF Crystal Detector // *Appl. Opt.* 2009. V. 48. № 32. P. 6271.
  28. *Pikuz T., Faenov A., Pirozhkov A., Astapov A., Klushin G., Pikuz S., Nagorskiy N. et al.* High Performance Imaging of Relativistic Soft X-ray Harmonics by Sub-micron Resolution LiF Film Detectors // *Phys. Status Solidi Curr. Top. Solid State Phys.* 2012. V. 9. № 12. P. 2331.
  29. *Tomassetti G., Ritucci A., Reale A., Arrizza L., Flora F., Monteverali R.M., Faenov A. et al.* Two-beam Interferometric Encoding of Photoluminescent Gratings in LiF Crystals by High-brightness Tabletop Soft X-ray Laser // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. № 18. P. 4163.
  30. *Bonfigli F., Almagiva S., Baldaichini G., Bollanti S., Flora F., Lai A., Monteverali R.M. et al.* Soft X-ray Imaging by Optically Stimulated Luminescence from Color Centers in Lithium Fluoride // *Spectrochim. Acta. Part B. At. Spectrosc.* 2007. V. 62. № 6–7. P. 631.
  31. *Faenov A.Y., Kato Y., Tanaka M., Pikuz T.A., Kishimoto M., Ishino M., Nishikino M. et al.* Submicrometer-resolution *in situ* Imaging of the Focus Pattern of a Soft X-ray Laser by Color Center Formation in LiF Crystal // *Opt. Lett.* 2009. V. 34. № 7. P. 941.
  32. *Pikuz T., Faenov A., Ozaki N., Matsuoka T., Albertazzi B., Hartley N.J., Miyanishi K. et al.* Development of New Diagnostics Based on LiF Detector for Pump-Probe Experiments // *Matter Radiat. Extrem.* 2018. V. 3. № 4. P. 197.
  33. *Hartley N.J., Ozaki N., Matsuoka T., Albertazzi B., Faenov A., Fujimoto Y., Habara H. et al.* Ultrafast Observation of Lattice Dynamics in Laser-irradiated Gold Foils // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V. 110. 071905.
  34. *Albertazzi B., Ozaki N., Zhakhovsky V., Faenov A., Habara H., Harmand M., Hartley N. et al.* Dynamic Fracture of Tantalum Under Extreme Tensile Stress // *Sci. Adv.* 2017. V. 3. № 6. E1602705.
  35. *Mukharamova N., Lazarev S., Meijer J.M., Chollet M., Singer A., Kurta R.P., Dzhigaev D. et al.* Probing Dynamics in Colloidal Crystals with Pump-probe Experiments at LCLS: Methodology and Analysis // *Appl. Sci.* 2017. V. 7. № 5. 519.
  36. *Pikuz T.A., Faenov A.Y., Fukuda Y., Kato Y., Kawachi T., Kando M.* Using Submicron-resolution LiF Crystal and Film X-ray Detectors for the Near and far Fields *in situ* Characterization of Soft X-ray Laser Beams // *Short-Wavelength Imaging Spectrosc. Sources.* 2012. V. 8678. № 1. P. 86780B.
  37. *Faenov A.Y., Pikuz T.A., Mabey P., Albertazzi B., Michel T., Rigon G., Pikuz S.A. et al.* Advanced High Resolution X-ray Diagnostic for HEDP Experiments // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. 16407.
  38. *Magnitskiy S., Nagorskiy N., Faenov A., Pikuz T., Tanaka M., Ishino M., Nishikino M. et al.* Observation and Theory of X-ray Mirages // *Nat. Commun. Nature Publ. Group.* 2013. V. 4. P. 1936.