

УДК 533.9.082

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

© 2024 г. Г. Х. Салахутдинов<sup>a, \*</sup>, К. А. Иванов<sup>b, c</sup>, И. Г. Григорьева<sup>a</sup>,  
В. В. Кушин<sup>a</sup>, А. А. Рупасов<sup>c</sup>, И. Н. Цымбалов<sup>d</sup>, А. Б. Савельев-Трофимов<sup>b, c</sup>,  
И. А. Бусыгина<sup>a</sup>, П. Ю. Наумов<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

<sup>b</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы 1, стр. 2

<sup>c</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

<sup>d</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук  
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

\*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 10.01.2024 г.

После доработки 10.01.2024 г.

Принята к публикации 11.03.2024 г.

Описана и экспериментально апробирована методика, предназначенная для проведения исследований спектрального состава рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы в широком диапазоне энергий квантов от 1 кэВ до почти 1 МэВ на основе термолюминесцентных детекторов из фторида лития LiF(Mg,Ti). Одновременно проводились измерения полупроводниковыми детекторами матричного типа. Результаты измерений параметров плазмы при воздействии фемтосекундного импульса с пиковой интенсивностью около  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> на металлическую (медную) мишень демонстрируют хорошее совпадение данных с приборов разных типов как с точки зрения определения формы спектра, так и коэффициента преобразования энергии лазерного импульса в поток квантов. Получены оценки температуры горячих электронов, которая превышает 100 кэВ, определен поток квантов K-линий меди, который превышает  $10^9$  за выстрел. Рассмотрены преимущества и ограничения методик измерения спектра в задачах лазерно-плазменного взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0032816224050146 EDN: ESONOM

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования спектрального состава импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения ведутся во многих областях науки и техники, в том числе и в физике плазмы. Рентгеновская диагностика плазменных объектов является важным источником информации о параметрах излучающей плазмы и протекающих в ней физических процессах [1–5]. Один

из перспективных типов источников рентгеновского излучения широкого спектрального диапазона основан на высокоинтенсивном лазерно-плазменном воздействии, при котором в формируемой плазме возможно эффективное ускорение электронов с энергией от десятков кэВ до сотен МэВ и генерация рентгеновских квантов с энергией более одного МэВ [1, 2]. Благодаря прогрессу в развитии фемтосекундных лазерных установок нового поколения,

способных генерировать импульсы с высокой частотой повторения и с высокой пиковой мощностью, лазерно-плазменные источники рентгеновского излучения нашли применение в задачах рентгенографии с высоким пространственным и временным разрешением, в рентгеновской спектроскопии и в астрофизике [1–6].

Стоит отметить, что наряду с источниками тормозного и характеристического излучения, получаемыми при воздействии лазерного излучения на плотные мишени (твердотельные [7], жидкие [8], структурированные [9, 10]), также появляются полностью оптические источники, где кванты высокой энергии образуются при бетатронных осцилляциях электронов [11] или в процессе обратного комптоновского рассеяния [12].

Особенность таких источников заключается в сверхмалой длительности рентгеновской вспышки, которая сравнима с длительностью лазерного импульса (100 фс и менее) [9]. Регистрация рентгеновских квантов в таких условиях оказывается затрудненной в силу того, что в пределах одного короткого импульса образуются также заряженные частицы (электроны, ионы). Одновременно формируются импульсы сильной электромагнитной наводки, способные создать значительные помехи на выходе детектора.

Для спектроскопии рентгеновского излучения лазерной плазмы применяются различные типы многоканальных спектрометров, принцип действия которых основан либо на разделении квантов разных энергий в пространстве (кристалл – дифракционные спектрометры), либо на использовании разных типов рентгеновских фильтров: (“серые” фильтры, *K*-фильтры, фильтры Росса), либо на детектировании одиночных квантов. Характерной особенностью большинства детекторов является относительно узкий диапазон измеряемых энергий, что вынуждает использовать сразу несколько каналов измерения. Наряду с этим неизбежно возникает проблема восстановления спектра из показаний детекторов, увеличивающая ошибку измерения.

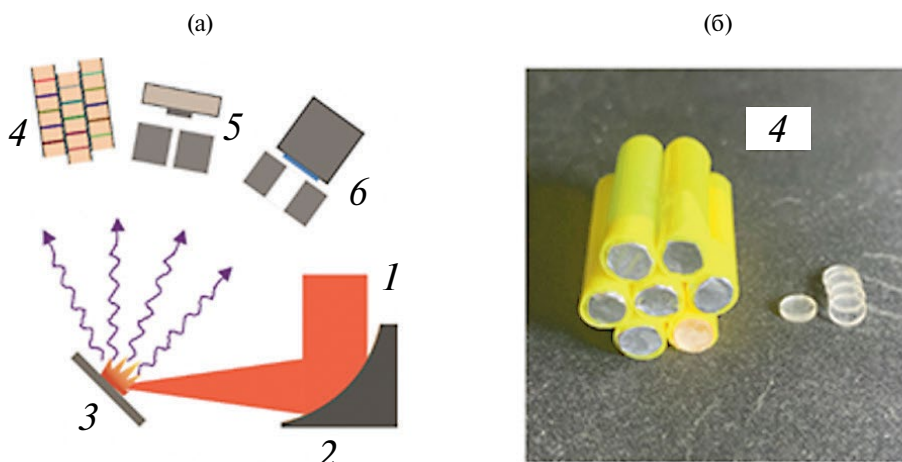
Целью настоящей работы является измерение рентгеновского излучения из лазерной плазмы, формируемой на поверхности твердотельной металлической мишени из меди фемтосекундным лазерным импульсом с пиковой

интенсивностью около  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. В измерениях использован набор полупроводниковых детекторов матричного типа, настроенных на режим счета отдельных квантов, а также термолюминесцентные детекторы (ТЛД) для проведения спектроскопии на основе метода “серых” фильтров [13], что дает возможность повысить надежность получаемых результатов. Получены спектры рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы в диапазоне энергий квантов  $2 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 800 \text{ кэВ}$ . Проведены оценки эффективности передачи энергии лазерного импульса в рентгеновские кванты. Рассмотрены достоинства и ограничения методик детектирования. Несмотря на ограниченное энергетическое разрешение, ТЛД могут применяться для накопления данных в ограниченном количестве лазерных импульсов в новых экспериментах, например, на лазерах петаваттного уровня мощности [14] или с использованием уникальных мишеней [15].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве источника основного лазерного импульса в экспериментах использовалась лазерная система Ti: Sa физического факультета МГУ мощностью около 0.5 ТВт (длина волны – 800 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия импульса на мишени – 20 мДж, длительность импульса 50 фс). Фокусировка на поверхность медной мишени под углом 45 градусов к нормали осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом ( $F/D = 6$ ) в пятно около 4 мкм диаметром по полувысоте, что обеспечивало пиковую интенсивность на уровне  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Эксперименты проводились в вакуумной камере с остаточным давлением около  $10^{-2}$  Торр. Условная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а.

Измерение спектра рентгеновского излучения из формируемой лазерной плазмы проводилось парой полупроводниковых позиционно-чувствительных детекторов, работающих в режиме детектирования отдельных квантов. Такой режим достигался подбором и установкой фильтров ослабления и коллиматоров между источником излучения и детектором. В диапазоне энергий 4–30 кэВ измерения проводились охлаждаемой рентгеновской ПЗС-камерой



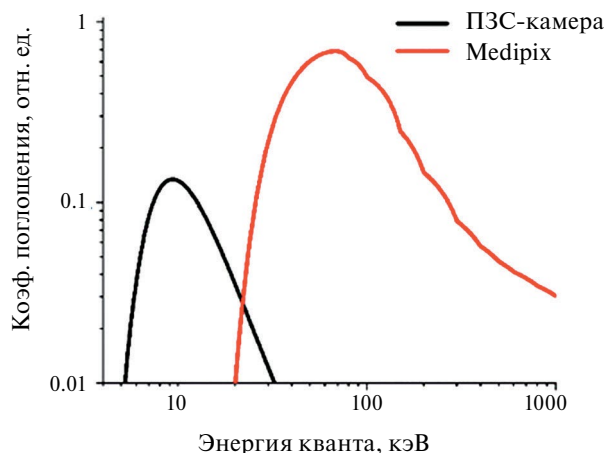
**Рис. 1.** а – Условная схема экспериментальной установки, б – сборка термолюминесцентных детекторов: 1 – лазерный импульс, 2 – фокусирующая оптика, 3 – мишень, 4 – спектрометр на основе ТЛД, 5 – детектор Medipix, 6 – ПЗС-матрица с обратной засветкой.

GreatEyes 1024 1024 BI DD с обратной засветкой (толщина активного слоя кремния – 40 мкм, 1 млн пикселей с шагом 13 мкм, энергетическое разрешение около 300 эВ). В более высокоэнергетическом диапазоне 50–1000 кэВ использовался детектор Medipix TPX2 сенсором CdTe толщиной 1 мм (65 тысяч пикселей с шагом 55 мкм, энергетическое разрешение около 10 кэВ). В области энергии квантов выше 100 кэВ ослабление потока излучения при прохождении через вещество детектора в основном определяется комптоновским рассеянием. Исходные спектры плазмы были восстановлены методом Монте-Карло, нормированы на один выстрел и пересчитаны в полный телесный

угол в предположении изотропного распределения рентгеновского излучения в пространстве. На рис. 2 приведены кривые спектральной чувствительности полупроводниковых детекторов с учетом установленных фильтров. Накопление данных проходило в серии из 20 тысяч последовательных лазерных выстрелов с флуктуацией энергии импульса, не превышающей 20%.

Кроме полупроводниковых детекторов, был разработан и изготовлен семиканальный малогабаритный помехоустойчивый спектрометр (диаметр 20 мм, длина 20 мм) на основе термолюминесцентных детекторов для исследования спектрального состава импульсного рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 2–800 кэВ в интегральном режиме.

Принцип действия термолюминесцентных детекторов заключается в том, что образуемые в них под действием ионизирующего излучения носители заряда локализируются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть освобождена при дополнительном возбуждении. В случае термолюминесцентных детекторов дополнительное возбуждение вызывается нагревом. При нагреве облученного образца термолюминесцентного детектора при температуре 240–300°C (в зависимости от материала) происходит испускание квантов света (термолюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения.



**Рис. 2.** Спектральная чувствительность регистрации квантов для двух полупроводниковых детекторов.

Конструктивно термолюминесцентные детекторы выполняются в виде диска с диаметром порядка  $\varnothing$  5 мм и высотой 0.9 мм. Термолюминесцентные детекторы LiF(Mg, Ti) не чувствительны к электромагнитным наводкам, практически не чувствительны к ультрафиолетовому излучению, не имеют мертвого поверхностного слоя, имеют линейный отклик в широком динамическом диапазоне поглощенной дозы излучения (от 20 мЗв до 10 Зв) [16].

Конструкция созданного спектрометра представляла собой соединение семи отдельных каналов регистрации рентгеновского излучения (рис. 1б). Каналы спектрометра построены по схеме: фильтр поглощения + детектор (сборка из 5 расположенных друг за другом детекторов LiF(Mg, Ti)). Сборки детекторов LiF(Mg, Ti) в канале крепились за фильтрами ослабления разной толщины, изготовленных из различного материала (Al, Pb).

Первый канал спектрометра был без фильтра ослабления и использовался для регистрации энергии поглощения всего спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы (значение  $J_0$ ). Вторым, третьим, четвертым каналы имели фильтры ослабления из алюминия толщиной 4 мкм, 32 мкм и 60 мкм. С пятого по седьмой каналы спектрометра имели фильтры ослабления из свинца толщиной 1, 4 и 6 мм соответственно. Каналы с фильтрами ослабления из алюминия и свинца измеряли энергию рентгеновского излучения плазмы, поглощенную в детекторах, после прохождения фильтра ослабления (значение  $J_{Al}$ ,  $J_{Pb}$  соответственно). Кривые ослабления рис. 3а, б строились по показаниям каналов с фильтрами ослабления из алюминия и свинца

соответственно,  $J_{Al}/J_0$ ,  $J_{Pb}/J_0$ . Кривая ослабления на рис. 3в получена на основе показаний детекторов фторида лития LiF(Mg, Ti) первого канала спектрометра.

В первом канале термолюминесцентные детекторы LiF(Mg, Ti) выполняли одновременно роль фильтров для измерения кривой ослабления. Алгоритм, используемый для построения кривой ослабления на рис. 3в, детально описан в работе [17–19]. Кривая ослабления строилась по показаниям термолюминесцентных детекторов с учетом их толщины. Первая точка на кривой ослабления соответствует суммарному сигналу со всех термолюминесцентных детекторов  $\sum J_{LiF}$  при толщине поглощения равной нулю. Вторая точка на кривой ослабления соответствует суммарному сигналу со всех термолюминесцентных детекторов за вычетом сигнала с первого детектора, толщина которого в данном случае является толщиной ослабления. Третья точка на кривой ослабления соответствует суммарному сигналу со всех термолюминесцентных детекторов за вычетом сигналов первых двух детекторов и т. д. Таким образом строилась кривая ослабления  $J_{LiF}/\sum J_{LiF}$  (рис. 3в).

Для измерения спектра в более мягком диапазоне (2–15 кэВ) использовались фильтры поглощения из алюминия. Для измерения спектра в диапазоне энергий квантов от 10 кэВ до 50 кэВ использовались показания детекторов фторида лития LiF(Mg, Ti) первого канала спектрометра. Для измерения жесткой составляющей рентгеновского излучения (30–800 кэВ) в каналах спектрометра использовались фильтры поглощения из свинца.

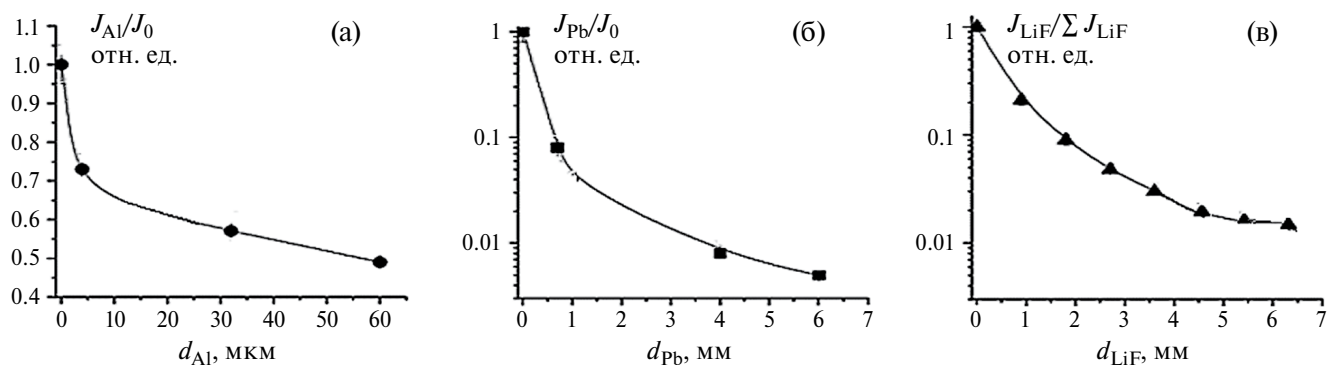


Рис. 3. Измеренные типичные кривые ослабления фильтрами, изготовленными из различных материалов: а – алюминий, б – свинец, в – фторида лития.

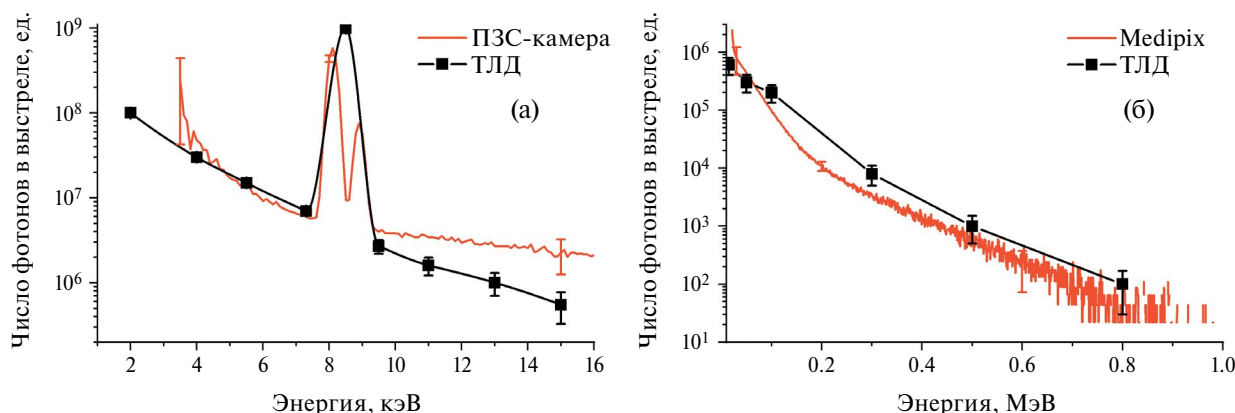
Получаемые методом фильтров кривые ослабления рентгеновского излучения непосредственно не дают самого спектра этого излучения. Восстановление спектров рентгеновского излучения по результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводилось методом эффективных энергий [16–20]. Данный метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического рентгеновского излучения представляет линейную зависимость от толщины фильтра, что позволяет определить вклад определенной энергии рентгеновского излучения в исследуемый спектр рентгеновского излучения.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При взаимодействии лазерного импульса с пиковой интенсивностью около  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> с плазмой твердотельной мишени характерны механизмы ускорения частиц без столкновений (пондеромоторное ускорение [21], резонансное поглощение и вакуумный нагрев [2, 22]), приводящие к появлению на фоне тепловых электронов горячей электронной компоненты с квази-температурой, достигающей сотен кэВ [1–10]). Число таких быстрых электронов относительно невелико [23], но они ответственны не только за испускание квантов с высокой энергией при торможении в толще мишени, но и за генерацию характеристического излучения. Обе спектральные составляющие хорошо видны в абсолютных спектрах, измеренных с помощью полупроводниковых детекторов в разных энергетических диапазонах (рис. 4 красные кривые). На рис. 4а

видна пара линий, соответствующих  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -переходам меди (8.05 и 8.9 кэВ соответственно). Количество квантов с энергией 8.05 кэВ достигает  $5 \cdot 10^9$  в каждом лазерном выстреле, а коэффициент преобразования энергии импульса в кванты в диапазоне 5–1000 кэВ оценивается как  $1.5 \pm 0.5\%$ . Температуры хвостовой части рентгеновского спектра достаточно хорошо согласуется с температурой быстрых электронов в плазме, что дает возможность определения последней. Так, температура горячих электронов  $T_h$ , получаемая при аппроксимации высокоэнергетической части спектра (рис. 4б) функцией вида  $W(E) \sim \exp(-E/T_h)$  [24] составляет  $115 \pm 10$  кэВ. Полупроводниковые детекторы обладают высоким энергетическим разрешением (менее 500 кэВ для ПЗС-камеры и около 10 кэВ для Medipix). Но при этом требуется проведение измерений в режиме счета отдельных квантов рентгеновского излучения с применением коллиматоров и фильтров, что отражается на скорости накопления данных и диапазоне измеряемых энергий. Ограниченность толщины чувствительного слоя полупроводниковых детекторов также определяет невысокую эффективность регистрации. В совокупности это отражается на невысокой достоверности восстановления спектра в области менее 3 кэВ, 10–20 кэВ, а также свыше 200 кэВ. Тем не менее огибающая спектра может быть восстановлена.

На рис. 4 приведены спектры, восстановленные по методу эффективных энергий и нормированные на полный телесный угол спектры с помощью спектрометра на основе детекторов LiF(Mg, Ti) (выделены черным цветом). В силу



**Рис. 4.** Результаты измерений рентгеновского излучения с помощью спектрометров на основе полупроводниковых детекторов (кривые красного цвета) и на основе детекторов LiF(Mg, Ti) (кривые черного цвета) в диапазонах 2–15 кэВ (а) и 20–1000 кэВ (б).

невысокой разрешающей способности не удается различить отдельно пики  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -линий. Тем не менее всплеск показаний, соответствующий характеристическим квантам, восстанавливается достаточно достоверно, интегральный поток квантов линий  $K$ -серии достигает  $10^9$ , что разумно согласуется с данными ПЗС-матрицы. В области высоких энергий спектр тянется до почти 800 кэВ согласно показаниям ТЛД, что соответствует данным полупроводникового детектора. Оценка температуры горячих электронов в плазме составляет около  $100 \pm 20$  эВ при коэффициенте преобразования в рентгеновские кванты около 0.5% в области до 1 МэВ. Далее уровень сигнала уже слабо отличим от уровня шума в силу экспоненциального характера спада распределения квантов по энергиям.

Повышение статистики, вероятно, позволило бы зарегистрировать сигнал, соответствующий и более высоким значениям энергии квантов. Тем не менее важно отметить, что спектр в области до 100 кэВ может быть измерен ТЛД с высокой точностью при гораздо меньшей статистике. Это представляет значительный интерес для исследований плазмы в ограниченном числе импульсов в задачах, где применяются, например, уникальные мишени (разного рода наноструктуры, пены и т.д.), а также при работе с лазерными системами петаваттного уровня мощности в режиме одиночных импульсов [25]. Термолюминесцентный детектор фторида лития LiF(Mg, Ti) может быть размещен в непосредственной близости от источника по сравнению с полупроводниковыми детекторами, что дает возможность покрыть широкий телесный угол регистрации при ограниченном наборе детекторов и также повысить статистику.

Термолюминесцентный детектор за счет своей невосприимчивости к оптическому излучению имеет преимущество при измерении квантов с малой энергией (до 1 кэВ) в лазерно-плазменных экспериментах, где поток квантов сонаправлен с оптическим излучением (например, при генерации бетатронного излучения). Стоит отметить общую неприхотливость такого детектора, простоту его использования [16].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено измерение спектрального состава рентгеновского излучения плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом

с пиковой интенсивностью около  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхности металлической мишени, с помощью двух методик регистрации квантов рентгеновского излучения. Первый метод основан на прямом детектировании в режиме счета отдельных квантов полупроводниковыми приборами матричного типа. В основе второго подхода лежат интегральные измерения по методу “серых” фильтров с помощью термолюминесцентных детекторов LiF(Mg, Ti). После обработки результатов измерения установлено, что оба приборных комплекса работают в хорошем согласии друг с другом. Определена форма спектра и измерена характерная температура высокоэнергетичной части, которая составляет около 100 кэВ. Установлен общий поток квантов в интервале энергией от 2 до 800 кэВ. Эффективность преобразования энергии лазерного излучения в рентгеновское излучение составляет около  $1.5 \pm 0.5\%$ .

Показано, что термолюминесцентные детекторы фторида лития LiF(Mg, Ti) могут применяться для спектрометрии релятивистской лазерной плазмы. При этом использование такого метода регистрации позволяет получать надежные результаты. Несмотря на не очень хорошее энергетическое разрешение, такого рода детекторы могут успешно измерять форму спектра и проводить оценки температуры. Неприхотливость и дешевизна детекторов LiF(Mg, Ti) допускает внедрение сразу нескольких каналов диагностики в случае анизотропного распределения квантов. Важно отметить и невосприимчивость детекторов LiF(Mg, Ti) к оптическому излучению, что представляет интерес для регистрации квантов невысокой энергии (до 1 кэВ), для новых экспериментов по генерации рентгеновского излучения при бетатронных осцилляциях лазерно-ускоренных частиц в плазменном канале, диагностике протяженности плазменных каналов и достигаемой в них пиковой интенсивности лазерного излучения по спектрам и выходу рентгеновского излучения, исследованию мягких компонент при взаимодействии электронных пучков с мишенями конверторами и в других задачах.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа с термолюминесцентными детекторами была выполнена в рамках программы НИЯУ МИФИ “Приоритет 2030”. Экспериментальные измерения спектров рентгеновского излучения и оценка



применимости детекторов в новых экспериментах выполнены в рамках проекта РНФ 22-79-10087 с применением оборудования, приобретенного при поддержке национального проекта “Наука и университеты” Министерства образования и науки РФ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Faure J., Gustas D., Guenot D., Vernier A., Böhle F.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. V. 61. P. 014012.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aae047>
2. *Gibbon P.* Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction. Imperial College Press, London, 2005, p. 127.
3. *Borm B., Khaghani D., Neumayer P.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 023109.  
<https://doi.org/10.1063/1.5081800>
4. *Barbato F., Batani D., Mancelli D., Trela J., Zeraouli G., Boutoux G., Neumayer P., Atzeni S., Schiavi A., Volpe L., Bagnoud V., Brabetz C., Zielbauer B., Bradford P., Woolsey N., Borm B., Antonelli L.* // J. Instrum. 2019. V. 14. P. C03005.  
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/03/C03005>
5. *Крюков П.Г.* // Успехи физических наук. 2015. Т. 185. № 8. С. 817.  
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201508b.0817>
6. *Ivanov K.A., Gavrilin M., Volkov R.V.* // Laser Physics Letters. 2021. V. 18. 075401.  
<http://dx.doi.org/10.1088/1612-202x/ac034a>
7. *Huang K., Li M.H., Yan W.C., Guo X., Li D.Z., Chen Y.P., Ma Y., Zhao J.R., Li Y.F., Zhang J., Chen L.M.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 113304.  
<https://doi.org/10.1063/1.4901519>
8. *Ivanov K.A., Uryupina D.S., Volkov R.V., Shkurinov A.P., Ozheredov I.A., Paskhalov A.A., Eremin N.V., Savel'ev A.B.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2011. V. 653 P. 58.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.160>
9. *Hollinger R., Bargsten C., Shlyaptsev V.N., Kaymak V., Pukhov A., Capeluto M. G., Wang S., Rockwood A., Wang Y., Townsend A., Prieto A., Stockton P., Curtis A., Rocca J. J.* // Optica. 2017. V. 4. P. 1344.  
<https://doi.org/10.1364/optica.4.001344>
10. *Ivanov K.A., Gozhev D.A., Rodichkina S.P., Makarov S.V., Makarov S.S., Dubatkov M.A., Pikuz S.A., Presnov D.E., Paskhalov A.A., Eremin N.V., Brantov A.V., Bychenkov V.Y., Volkov R.V., Timoshenko V.Y., Kudryashov S.I., Savel'ev A.B.* // Appl. Phys. B. 2017. V. 123. P. 252.  
<https://doi.org/10.1007/s00340-017-6826-4>
11. *Wenz J., Schleede S., Khrennikov K.* // Nat. Commun. 2015. V. 6. P. 7568.  
<https://doi.org/10.1038/ncomms8568>
12. *Hansheng Ye, Yuqiu Gu, Quanping Fan, Xiaohui Zhang, Shaoyi Wang, Fang Tan, Jie Zhang, Yue Yang, Yonghong Yan, Jiaying Wen, Yuchi Wu, Wei Lu, Wenhui Huang, Weimin Zhou* // AIP Advances. 2023. V. 13. P. 035330.  
<https://doi.org/10.1063/5.0130819>
13. *Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816215020044>
14. *Stafford A., Safronova A.S., Faenov A.Y.* // Laser Part. Beams. 2017. V. 35. P. 92.  
<https://doi.org/10.1017/S026303461600077X>
15. *Eftekhari-Zadeh E., Blümcke M.S., Samsonova Z., Loetzsch R., Uschmann I., Zapf M., Ronning C., Rosmej O.N., Kartashov D., Spielmann C.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013301.  
<https://doi.org/10.1063/5.0064364>
16. *Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816215010279>
17. *Ефимов Н.Е., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Крат С.А., Пришвицын А.С., Алиева А.И., Савелов А.С., Курко Д.Л., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2023. № 2. С. 73.
18. *Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2023. № 4. С. 79.
19. *Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2018. № 1. P. 84  
<https://doi.org/10.7868/S0032816218010135>
20. *Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2022. № 4. С. 90.  
<https://doi.org/10.31857/s0032816222040115>
21. *Malka G., Miquel J.L.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. 75.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.75>
22. *Beg F.N., Bell A.R., Dangor A.E., Danson C.N., Fews A.P., Glinsky M.E., Hammel B.A., Lee P., Norreys P.A., Tatarakis M.* // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 447.  
<https://doi.org/10.1063/1.872103>
23. *Reich Ch., Gibbon P., Uschmann I., Förster E.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4846.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4846>
24. *Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Turinge A.A., Brantov A.V., Uryupina D.S., Volkov R.V., Rusakov A.V., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B.* // Contrib. Plasma Phys. 2013. V. 53. P. 116.  
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201310023>
25. *Horst F., Fehrenbacher G., Radon T., Kozlova E., Rosmej O., Czarnecki D., Schrenk O., Breckow J., Zink K.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2015. V. 782. P. 69.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.02.010>