

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 533.9.082

ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК
ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ
ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

©2026 г. И. А. Бусыгина^b, И. Г. Григорьева^a, В. В. Кушин^a,
А. П. Кузнецов^a, Г. Х. Салахутдинов^{a,*}

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

^bНаучно-исследовательский институт приборов

Россия, 140080, Лыткарино Московской обл., ул. Промзона Тураево, 8

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 09.02.2026 г.

После доработки 11.03.2026 г.

Принята к публикации 20.03.2026 г.

Приводятся результаты исследования основных характеристик термолюминесцентных детекторов. Представлена конструкция спектрометра импульсного рентгеновского излучения, созданного на основе термолюминесцентных детекторов. Описаны основные эксперименты, где были использованы разработанные и созданные спектрометры.

Ключевые слова: лазерная плазма, рентгеновское излучение, рентгеновская диагностика, фильтры поглощения, спектрометр, термолюминесцентные детекторы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование спектрального состава импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения (РИ) является одним из основных методов получения информации о параметрах и протекающих физических процессах в ядерно-физических объектах.

В исследованиях спектрального состава импульсных источников рентгеновского излучения, где раздельная регистрация частиц (а следовательно, и их раздельная спектрометрия) становится невозможной, применяются специальные методы измерения. Наиболее распространенным способом измерения спектра импульсного рентгеновского излучения является метод “серых” фильтров поглощения [1–4]. В данном методе измеряется кривая ослабления, представляющая собой зависимость энергии квантов $J(x)$, прошедших

сквозь фильтр и поглощенных в детекторе, от толщины данного фильтра x . Как правило, в этих случаях применяются различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью фильтров поглощения [1–4].

По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводится восстановление спектров рентгеновского излучения несколькими математическими методами [4, 5]. Одним из наиболее простых и проверенных в практике методов восстановления спектра непрерывного рентгеновского излучения является метод эффективных энергий [4]. Данный метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического рентгеновского излучения представляет линейную функцию в полулогарифмических координатах.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

В спектрометрах для регистрации импульсных потоков рентгеновского излучения применяются различные детекторы. Одними из наиболее привлекательных детекторов для использования являются термолюминесцентные детекторы (ТЛД) [6–8].

Принцип действия термолюминесцентных детекторов заключается в том, что носители заряда, образованные под воздействием ионизирующего излучения, локализуются в центрах захвата, что приводит к накоплению поглощенной энергии, которая может быть освобождена при нагреве детектора. При нагреве облученного образца ТЛД измерительным устройством при температуре 240–300 °С (в зависимости от материала детектора) происходит испускание квантов света (термолюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения. Нагрев детектора и регистрацию термолюминесцентного сигнала мы проводили с помощью измерительных устройств (ДВГ-02ТМ, АКИДК-304, “Harshaw 3500” (США) и др.).

В настоящее время существуют различные виды ТЛД [3]. Однако только ТЛД фторида лития LiF (Mg,Ti) ($Z=8.2$) ($\varnothing 5 \times 0.9 \text{ мм}^2$), фторида кальция $\text{CaF}_2(\text{Mn})$ ($Z=16.3$) ($3.2 \times 3.2 \times 0.89 \text{ мм}^3$) и алюмофосфатные стекла ($Z=12$) ($\varnothing 8 \times 0.9 \text{ мм}^2$ или $\varnothing 5 \times 0.9 \text{ мм}^2$) обладают высоким уровнем надежности получаемой информации о поглощенной дозе.

Основные характеристики данных ТЛД приведены в табл. 1[3].

Таблица 1. Основные характеристики термолюминесцентных детекторов

Тип детектора	Материал	Диапазон измерений, Гр	ρ , г/см ³	$Z_{\text{эфф}}$	Потери дозиметрической информации, %
TLD-100	LiF(Mg,Ti)	$20 \cdot 10^{-6}$ –10	2.64	8.2	5% в год
ДТГ-4	LiF(Mg,Ti)	$50 \cdot 10^{-6}$ –50	2.64	8.2	5% в год
ТЛД-400	CaF ₂ (Mn)	$1 \cdot 10^{-6}$ –10	3.18	16.3	12% за 3 месяца
ПСТ (ИС-7)	Алюмо-фосфатное стекло	$10 \cdot 10^{-6}$ –1000	2.3	12	12% за первые 10 суток, затем не более 23% за год

Следует отметить, что промышленно изготовленные ТЛД требуют определенного отбора для использования в спектрометрии рентгеновского излучения (различные партии могут иметь отклонение от заданных параметров): отбираются детекторы с одинаковыми показаниями поглощенной дозы излучения (в пределах погрешности измерений) после экспонирования партии ТЛД в одинаковых условиях облучения рентгеновским излучением. Исследования показали, что из 100 ТЛД лишь 10% имеют одинаковые параметры с точностью не хуже 2%.

Возможность проведения спектрометрических измерений с использованием ТЛД основана на том, что энергия поглощенного излучения $E_{\text{полг}}$ в ТЛД определяется как показание поглощенной дозы излучения $D_{\text{полг}}$ в ТЛД умноженной на массу $M_{\text{ТЛД}}$ ТЛД, что соответствует поглощению определенного количества частиц N с энергией E (связь дозы зарегистрированного излучения с количеством частиц и их энергией данного излучения):

$$E_{\text{ион}} [\text{Дж}] = D_{\text{полг}} [\text{Гр}] M_{\text{ТЛД}} [\text{кг}] = N E [\text{Дж}] .$$

Важное значение имеет величина нижнего предела измеряемой дозы, которая показывает минимальное значение поглощенной энергии в ТЛД и позволяет определить порог в спектрометрических измерениях минимальной регистрируемой дозы. Величина нижнего предела измеряемой дозы определяется минимальным значением термолюминесценции [3] и составляет для различных ТЛД:

- LiF(Mg, Ti) – 20 мкГр,
- CaF₂(Mn) – 1 мкГр,
- ИС-7 – 10 мкГр.

При использовании ТЛД для регистрации РИ плазмы следует учесть ряд факторов, которые могут существенно исказить результаты измерений, а именно:

- зависимость величины сигнала термолюминесценции ТЛД от дозы РИ, поглощенного в ТЛД,
- зависимость величины сигнала термолюминесценции ТЛД от энергии рентгеновских квантов,
- наличие “мертвого” слоя на поверхности ТЛД,
- исследования влияния ультрафиолетового и рентгеновского излучения,
- многократность их использования,
- длительное хранение ТЛД, после облучения приводит к уменьшению величины запасенной дозиметрической информации.

Исследования зависимости световыхода термолюминесценции от величины поглощенной дозы рентгеновского излучения (рис.1) показали, что для LiF(Mg, Ti) световыход линейно нарастает при увеличении дозы вплоть до 1 Гр. При дальнейшем росте значений поглощенной дозы выше 1 Гр наблюдается эффект сверхлинейности (зависимость световыхода термолюминесценции от дозы быстрее, чем линейная), а при дозе более 40 Гр зависимость демонстрирует отсутствие дальнейшего роста. Объяснить это явление можно при помощи механизма образования термолюминесценции с учетом эффекта перекрытия треков заряженных частиц и степени их ионизационной способности в детекторе [4].

Такая же картина наблюдается для детектора $\text{CaF}_2(\text{Mn})$, но с отсутствием дальнейшего роста при дозе более 50 Гр.

Рис.1. Зависимость световыхода термолюминесценции от величины поглощенной дозы рентгеновского излучения.

В детекторе ИС-7 зависимость световыхода от дозы линейна вплоть до 1 Гр, при дальнейшем увеличении дозы до 10^4 Гр наблюдается участок сверхлинейности. При еще больших значениях дозы (1.0–5000 Гр) при измерении интенсивности термолюминесценции в приборе считывания применяются специальные фильтры оптической коррекции. Эти детекторы разработаны для аварийных ситуаций.

Исследование зависимости световыхода термолюминесценции от дозы РИ проведено на эталонах мощности кермы в воздухе и кермы в воздухе гамма-излучения (на основе источников ^{60}Co) с использованием отработанных методик калибровки ТЛД.

Важной характеристикой ТЛД является зависимость световыхода термолюминесценции от энергии рентгеновских квантов (рис. 2).

Рис.2 Зависимость световыхода термолюминесценции от энергии рентгеновских квантов.

При спектрометрии ионизирующего излучения одной из важнейших задач является обеспечение пропорциональности между амплитудой импульса на выходе регистрирующей

системы и энергией регистрируемых частиц. При использовании ТЛД особого внимания заслуживают вопросы линейности самих термолюминесцентных материалов [8, 9]. При регистрации рентгеновских и гамма-квантов в диапазоне энергий от единиц до сотен кэВ в детекторе происходит сильное изменение удельных ионизационных потерь образованных фотоэлектронов dE/dx , имеются K - и L -скачки в сечении поглощения кристаллов. Все это оказывает существенное влияние на сигнал от детектора и требует проведения детальных исследований.

В качестве параметров, характеризующих линейность ТЛД, используется величина удельной поглощенной дозы $D_{уд} = D/(N E)$, где D – доза поглощенная в ТЛД от N частиц с энергией E . В случае пропорциональности между сигналом термолюминесценции и энергией частицы E зависимость удельной поглощенной дозы от N частиц с энергией E является неизменной величиной ($D_{уд} = \text{const}$, при изменении E), в противном случае она изменяется ($D_{уд} = f$, где f – некоторая функция, зависящая от E). В области энергий 1.5–25.2 кэВ сцинтилляционное свечение кристалла возбуждалось характеристическим излучением K -серий ряда элементов.

Исследования проводились по методике, основанной на облучении образцов ТЛД характеристическим рентгеновским излучением эмиттеров, изготовленных из различных материалов (In (24.2 кэВ), Mo (17.5 кэВ), Nb (16.6 кэВ), Ge (9.9 кэВ), Zn (8.6 кэВ), Cu (8.0 кэВ), Ni (7.5 кэВ), Fe (6.4 кэВ), Ti (4.5 кэВ), Al (1.5 кэВ)) и источников гамма-квантов (радиоактивные изотопы: от ^{137}Cs (661.66 кэВ) до ^{54}Mn (5.45 кэВ)) [8]. Импульсы характеристического излучения индуцировались в эмиттерах под действием излучения источников рентгеновского излучения с длительностью импульса излучения 100 нс и частотой повторения импульсов 50 Гц. Величина (NE) определялась с помощью опорного полупроводникового детектора.

Исследования показали, что для детекторов LiF(Mg, Ti) энергетическая зависимость световыхода термолюминесценции в диапазоне энергий 1.0–80 кэВ выражена слабо и не превышает 2 %, а в диапазоне энергий 80–662 кэВ практически не зависит от энергии. Данные результаты вполне позволяет провести измерения спектра импульсного рентгеновского излучения. Следует отметить, что для детекторов LiF(Mg, Ti) значение α/β составляло 0.05. Полное поглощение α -частиц детектором происходило в слое толщиной около 14 мкм в диапазоне энергий 3–5 МэВ.

Однако для ТЛД $\text{CaF}_2(\text{Mn})$ и ПСТ (ИС-7) зависимость световыхода термолюминесценции от энергии поглощаемого излучения E имеет сложную зависимость выходного сигнала от энергии поглощаемого излучения в области до 200 кэВ, что требует внесения корректировки в получаемые результаты.

Исследование наличия “мертвого” слоя на поверхности ТЛД $\text{LiF}(\text{Mg}, \text{Ti})$ определялось методом коллимированного источника α -частиц, направленного под разными углами к поверхности ТЛД. Мертвый слой для исследуемых ТЛД, влияющих на регистрацию рентгеновских квантов с энергией более 0.5 кэВ, не обнаружен.

Одной из основных эксплуатационных характеристик детекторов является многократность их использования, практически для всех видов ТЛД возможно проводить не менее 500 измерений. Различие в сходимости результатов измерений дозы облучения не превышает 3%.

Длительное хранение ТЛД после облучения приводит к уменьшению величины запасенной дозиметрической информации. Потери дозиметрической информации при хранении детекторов определяются характеристиками центров захвата. Эти потери запасенной дозиметрической информации в кристаллах $\text{LiF}(\text{Mg}, \text{Ti})$ не превышает 10–20% за год хранения.

В экспериментах по исследованию плазменных объектов следует учесть, что рентгеновское излучение сопровождается ультрафиолетовым излучением. Необходимо знать влияние ультрафиолетового излучения на интенсивность термолюминесценции.

Проведя исследования световых кривой термовысвечивания для ТЛД из алюмофосфатного стекла и фторида лития, облученных рентгеновским и ультрафиолетовым излучением, можно определить влияние ультрафиолетового излучения на интенсивность термолюминесценции.

Были проведены исследования по совместному облучению ИС-7 и $\text{LiF}(\text{Mg}, \text{Ti})$ ТЛД на чувствительность к вакуумному ультрафиолету. Для этого пары детекторов обоих типов облучались с использованием источника ультрафиолетового излучения, в качестве которого была использована ртутная лампа, время облучения составляло 7 мин. До облучения ультрафиолетовым излучением показания детектора $\text{LiF}(\text{Mg}, \text{Ti})$ составляли 0.21 ± 0.02 мГр, а после – 0.22 ± 0.02 мГр. Показания детекторов ИС-7 до облучения составляли 0.20 ± 0.02 мГр, а после – 0.721 ± 0.002 Гр. Эксперимент показал, что термолюминесцентные детекторы $\text{LiF}(\text{Mg}, \text{Ti})$ практически нечувствительны к ультрафиолетовому излучению, в отличие от ИС-7.

В нашей работе [9] по исследованию влияния ультрафиолетового и рентгеновского излучения на ТЛД показано, что чувствительность LiF-детекторов к ультрафиолетовой части спектра составляет порядка 10^{-2} от его чувствительности к рентгеновскому излучению.

3. СПЕКТРОМЕТР ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СОДАННОГО НА ОСНОВЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Исследования влияния ультрафиолетового и рентгеновского излучения показало, что только термолюминесцентные детекторы LiF(Mg, Ti) можно использовать без защитных фильтров для диагностики очень мягкого рентгеновского излучения, в отличие от других видов термолюминесцентных детекторов.

Следует отметить, что термолюминесцентные детекторы нечувствительны к электромагнитным наводкам, не требуют оперативной системы считывания сигнала и имеют высокий диагностический диапазон поглощенной дозы излучения. Все эти свойства позволили разработать и создать малогабаритные многоканальные спектрометры ($\varnothing$ 20 мм, длина 20 мм) и методику измерения рентгеновского излучения в различных энергетических диапазонах – от 0.2 кэВ до 3.0 МэВ.

Каналы спектрометра были построены по схеме: фильтр поглощения+детектор (сборка из расположенных друг за другом детекторов LiF(Mg, Ti)). Каналы имели фильтры ослабления разной толщины, изготовленные из различных материалов (лавсан, Al, Fe, Cu, Pb). Количество каналов, толщина и материал фильтров определялись в зависимости от задачи эксперимента (измеряемого диапазона энергий рентгеновского излучения). При регистрации рентгеновского излучения методом поглощенной энергии использовался один канал (первый канал спектрометра) без фильтра поглощения. В спектрометре использовался дополнительный канал, аналогичный первому каналу, с использованием диафрагмы с диаметром входного отверстия 2 мм, данный канал был установлен для контроля за показаниями ТЛД. Сравнивались показания первого канала и канала с диафрагмой, при этом различия в поглощенной дозе рентгеновского излучения определялось диаметром входного отверстия диафрагмы, тем самым увеличивая надежность проведенных измерений.

В спектрометре одновременно использовались сразу три метода измерения рентгеновского излучения: кривая ослабления, построенная на основании показаний всех каналов спектрометра за разными фильтрами поглощения; кривая поглощенной энергии в первом канале, где ТЛД являлись и фильтрами поглощения и детекторами; метод составления системы уравнений поглощенной энергии в каждом ТЛД первого канала.

Каналы для измерения рентгеновского излучения в диапазоне энергий 0.2–10 кэВ содержали в себе фильтры ослабления из лавсана (толщиной от 3 до 200 мкм), бериллия и алюминия (толщиной от 4 мкм и выше), для измерения в диапазоне энергий от 10 кэВ – 50 кэВ используют фильтры из алюминия и меди.

Рис.3 Конструкция спектрометра, представляющая собой набор каналов (а); конструкция канала (б).

Для измерения жесткой составляющей рентгеновского излучения (от 50 кэВ до 3 МэВ) в каналах спектрометра использовались фильтры поглощения из свинца, меди или

железа, а для измерения жесткой компоненты рентгеновского излучения – ТЛД с большей эффективностью регистрации $\text{CaF}_2(\text{Mn})$ или ИС-7. При регистрации импульсного рентгеновского излучения с плотностью потока больше 10^{18} Вт/см² использовались ТЛД ИС-7.

При регистрации рентгеновского излучения методом поглощенной энергии использовался один канал (первый канал спектрометра) без фильтра поглощения. В данной конструкции спектрометра ТЛД $\text{LiF}(\text{Mg}, \text{Ti})$ представляли собой сборку расположенных друг за другом детекторов $\text{LiF}(\text{Mg}, \text{Ti})$, которые выполняли одновременно роль детекторов и фильтров ослабления. Кривая ослабления строилась по показаниям с ТЛД в сборке с учетом их толщины. Первая точка на кривой ослабления соответствует сигналу от первого детектора при толщине ослабления, равной нулю. Вторая точка на кривой ослабления соответствует сигналу от второго детектора, толщина которого в данном случае является толщиной ослабления. Третья точка на кривой ослабления соответствует показанию сигнала от третьего детектора, толщина ослабления является суммой толщины ослабления для двух детекторов (первого и второго).

Первый канал многоканального спектрометра позволял проводить измерение также и методом составления системы уравнений поглощенной энергии в отдельных ТЛД [10, 11]. Первый канал собран из отдельных ТЛД, и это позволяет получить экспериментальные данные по поглощенной энергии рентгеновского излучения в каждом детекторе A_i (i – номер детектора). Таким образом, мы можем составить линейное уравнение, решение которого позволит получить гистограмму спектра рентгеновского излучения для числа рентгеновских квантов $N_1 \dots N_n$ с энергиями $E_1 \dots E_n$:

$$A_i = \sum_{n=1}^n E_n N_n \exp(-\mu(E_n) \sum_{i=1}^{m-1} d_i) (1 - \exp(-\mu(E_n) d_i)).$$

Система уравнений состоит из m уравнений (в сборке m детекторов), что позволяет восстановить спектр (построить гистограмму) рентгеновского излучения $E_1 \dots E_n$.

Применение данного метода на основе решения системы уравнений позволяет получить гистограмму спектра по результатам измерений поглощенной энергии рентгеновского излучения в каждом ТЛД спектрометра без привлечения математических методов моделирования физических процессов.

Показания ТЛД считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ [4] (с помощью данного прибора нагревался детектор и регистрировался термолюминесцентный сигнал).

Получаемые с помощью 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 [11]. Данный метод основан на том, что кривая ослабления для монохроматического рентгеновского излучения представляет собой линейную зависимость от толщины фильтра, что позволяет определить вклад определенной энергии рентгеновского излучения в исследуемый спектр рентгеновского излучения. В настоящее время существуют программы математического моделирования, позволяющие на основе измеренных кривых ослабления восстановить спектр рентгеновского излучения с точностью 5–10%.

Калибровочные измерения и тестовые испытания продемонстрировали хорошую работоспособность и надежность малогабаритного спектрометра на основе сборки ТЛД из LiF(Mg, Ti). С помощью этого спектрометра был проведен ряд экспериментальных исследований спектрального состава импульсного рентгеновского излучения плазмы на различных плазмогенерирующих установках [4–7,13–17].

3. ТЕСТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Проведены эксперименты по исследованию микропинчевых разрядов с различной конфигурацией разрядной системы. Исследовались системы с конфигурации плоскость–стержень и разрядная система стержень–стержень. Разряд осуществлялся между двумя электродами из железа с разрядным промежутком 5 мм.

Конфигурация стержень–стержень по результатам измерений оказалась в 5 раз эффективнее конфигурации плоскость–стержень. При работе с данным типом разряда исследователи сталкиваются со значительной эрозией электродов под воздействием многократных разрядов, причем естественное изменение формы электродов за счет распыления приводит к уменьшению выхода рентгеновского излучения в 7 раз.

В табл. 2 представлены измерения полного выхода рентгеновского излучения (по показанию ТЛД) и коэффициент преобразования вложенной в разряд электрической энергии в энергию рентгеновского излучения для различных конфигураций электродов.

Таблица 2. Измерения полного выхода рентгеновского излучения и коэффициент преобразования вложенной в разряд электрической энергии

Конфигурация электродов	Энергия рентгеновского излучения, отн. ед.	Коэффициент преобразования
Плоскость–стержень	0.204	0.002
Стержень–стержень	1.000	0.012
Стержень–стержень (после эрозии)	0.150	0.001

Также экспериментально рассмотрен метод широкодиапазонной рентгеновской и электронной спектроскопии плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом с пиковой интенсивностью свыше 10^{18} Вт/см² на поверхности твердотельной мишени [13, 17]. Для создания плазмы в экспериментах использовалась лазерная система Ti:Sa (длина волны – 800 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия импульса на мишени в данных экспериментах – 20 мДж, длительность импульса – 50 фс), что обеспечивало расчетную пиковую интенсивность на уровне $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Эксперименты проводились в вакуумной камере с остаточным давлением около $5 \cdot 10^{-2}$ торр. Воздействие на твердотельную мишень лазерного излучения с такими параметрами сопровождается формированием в плазме горячей электронной компоненты с квазимахвелловским спектральным распределением, “температура” которого достигает нескольких сотен кэВ.

Измерения потока заряженных частиц и квантов проведены с применением спектрометров на основе ТЛД LiF(Mg, Ti), перед которыми дополнительно устанавливались магниты для выделения рентгеновской составляющей. Спектры получены на основе метода определения кривой ослаблений потока квантов и электронов в материале детектора, данные восстановлены в диапазоне от десятка кэВ до нескольких МэВ. Определены “температуры” горячих электронных компонент лазерной плазмы, которые составляют 160 кэВ и 1500 кэВ и могут быть связаны с эффектами ускорения частиц в области плотной плазмы, а также при распространении излучения в облаке докритической плотности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования характеристик термолюминесцентных детекторов позволили создать малогабаритный, помехоустойчивый, широкодиапазонный спектрометр импульсного рентгеновского излучения. Использование различных методов регистрации позволяет получать надежные результаты. Простота и дешевизна детекторов LiF(Mg,Ti) допускает возможность применения большого количества каналов при диагностике плазменных объектов. Невосприимчивость детекторов LiF(Mg,Ti) к оптическому излучению представляет интерес для регистрации квантов невысокой энергии (до 1 кэВ). Это делает приборы рентгеновской диагностики, созданные на основе термолюминесцентных детекторов, перспективными для исследования рентгеновского излучения как в области фундаментальной науки так и области решения прикладных задач.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. Ядерно-физические методы диагностики плазмы. Москва: МИФИ, 1985.

2. Дементьев В.Н., Зверев С.А., Колобашкин В.М., Кушин В.В., Ляпидевский В.К. // Экспериментальные методы ядерной физики. Сборник статей. / Под ред. В.М. Колобашкина. Москва: Атомиздат, 1979. Вып. 5. С. 58.
3. Аверкиев В.В., Ляпидевский В.К., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ.1990. № 4.С. 80.
4. Ляпидевский В.К., Салахутдинов Г.Х., Самойлова Л.Б. Препринт № 005-90. Москва: МИФИ, 1990.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. Москва: Наука, 1986.
6. Сторм Э., Исраэль Ч. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Москва: Атомиздат, 1973.
7. Башутин О.А., Григорьева И. Г., Корф А. Н., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2020. №. 3. С. 73. <https://doi.org/10.31857/S0032816220030088>
8. Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А. Н., Салахутдинов Г. Х. // ПТЭ. 2022. № 4. С. 90. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=48867773>
9. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89. <https://doi.org/10.7868/S0032816215020044>
10. Бусыгина И.А., Григорьева И.Г., Москвич П.В., Наумов П.Ю., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2024. № 1. С. 123. <https://doi.org/10.31857/S0032816224010175>
11. Салахутдинов Г.Х., Иванов К А.,Григорьева И. Г. и др.// ПТЭ. 2024. № 5. С. 147.
12. Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Кушин В.В. и др. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 11. С. 1149. <https://doi.org/10.31857/S0367292122600546>
13. Иванов К.А., Сивко А.И., Цымбалов И.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121. С. 279. <https://elibrary.ru/item.asp?id=80453195>
14. Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2023. № 4. С. 79. <https://doi.org/10.31857/S003281622303014X>
15. Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А. и др. // ПТЭ. 2023. № 1. С. 74. <https://doi.org/10.31857/S0032816222060192>
16. Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Кушин В.В. и др. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 11. С. 1149. <https://doi.org/10.31857/S0367292122600546>
17. Иванов К.А., Салахутдинов Г.Х., Сивко А.И. и др. // Квантовая электроника. 2024. Т. 54. № 6. С. 341. <https://elibrary.ru/item.asp?id=80375284>

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1. Зависимость световыхода термолюминесценции от величины поглощенной дозы рентгеновского излучения.

Рис.2. Зависимость удельного световыхода термолюминесценции от энергии рентгеновских квантов.

Рис.3. Конструкция спектрометра, представляющая собой набор каналов (**а**); конструкция канала (**б**).

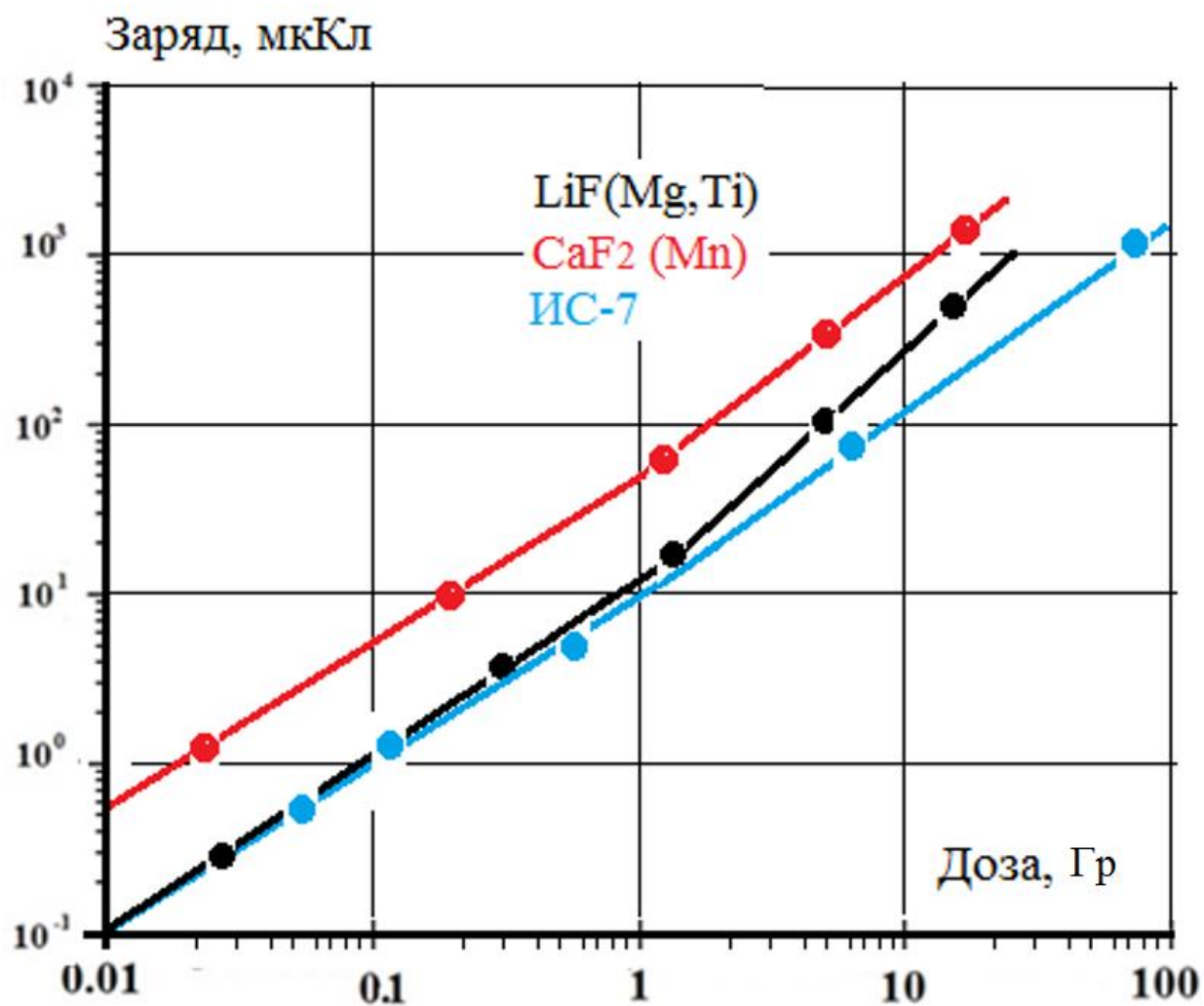


Рис.1

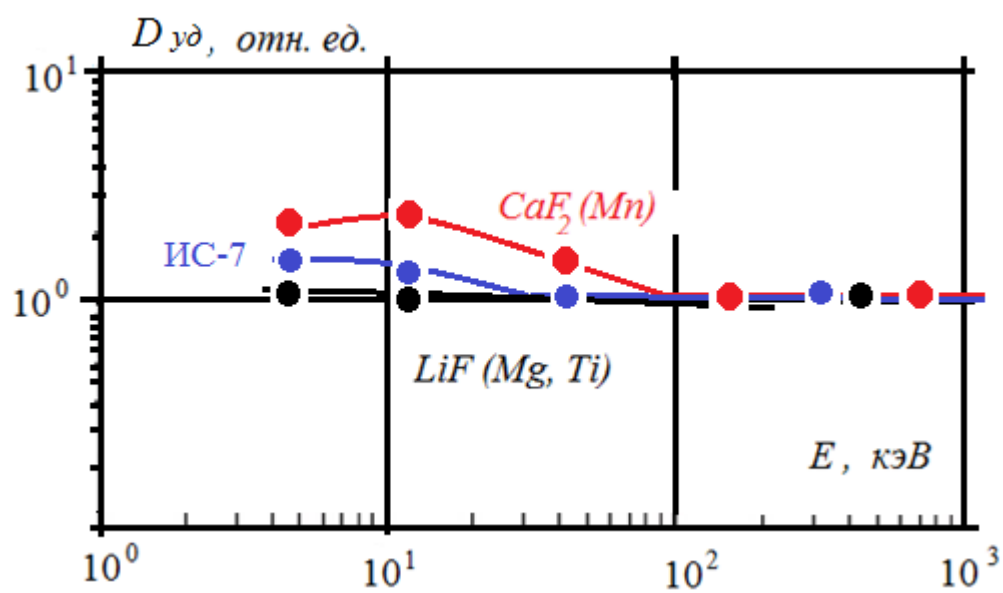


Рис.2

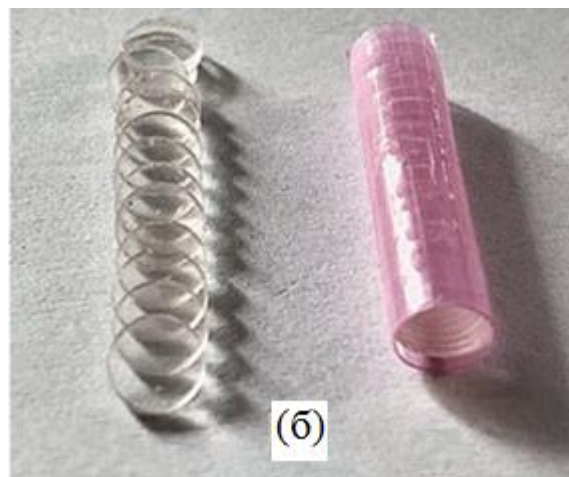
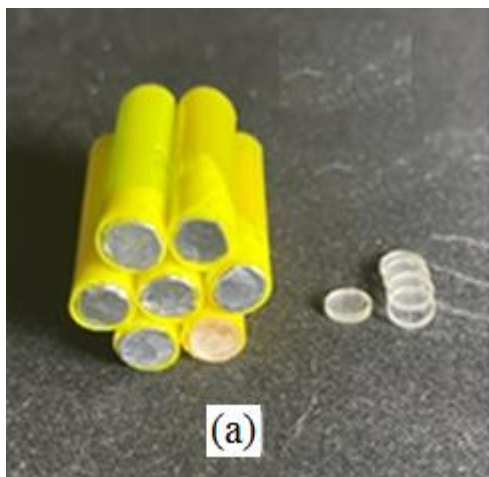


Рис.3