

ISSN 0032-8162

Номер 2

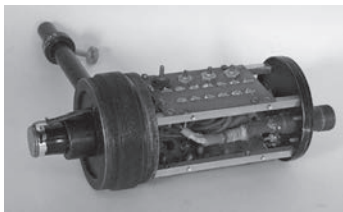
Март - Апрель 2023



ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



www.sciencejournals.ru



Одноквантовый фотоприемник

К статье Ермалицкого Ф.А. и др., с. 129



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 2, 2023

Особенности процессов возникновения и развития искр
в микроструктурных газовых детекторах (*обзор*)

В. И. Разин

5

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Электронный шум, генерируемый космическими мюонами
в двухфазном ксенонном эмиссионном детекторе РЭД-100

*Д. Ю. Акимов, И. С. Александров, В. А. Белов, А. И. Болоздыня,
А. А. Васин, А. В. Галаванов, Ю. В. Гусаков, А. Г. Коваленко,
Е. С. Козлова, А. М. Коновалов, В. Н. Корноухов, А. В. Кумпан,
А. В. Лукьяшин, А. В. Пинчук, О. Е. Разуваева, Д. Г. Рудик,
Г. Е. Симаков, В. В. Сосновцев, А. В. Хромов,
А. В. Шакиров, А. В. Этенко*

15

Временное и энергетическое разрешения прототипов электромагнитного
калориметра на основе кристаллов вольфрамата свинца

*А. В. Акиндинов, К. А. Балыгин, Ю. В. Грищук, М. С. Ипполитов,
В. А. Лебедев, В. И. Манько, Ю. Г. Сибиряк, В. А. Арефьев,
А. С. Водопьянов, Н. В. Горбунов, Н. А. Кузьмин, П. В. Номоконов,
Ю. П. Петухов, И. А. Руфанов, Д. В. Будников, Д. В. Грачев,
О. В. Выхлянец, В. А. Деманов, Н. В. Завьялов, А. В. Куракин,
А. Д. Тумкин, С. В. Фильчагин, Г. А. Шмонин*

24

Передние детекторы установки VM@N и изучение их отклика
на пучке ионов углерода в эксперименте SRC

*В. В. Волков, М. Б. Голубева, Ф. Ф. Губер, А. А. Зубанков,
А. П. Ивашкин, А. В. Известный, Н. М. Карпушкин,
А. И. Махнев, С. В. Морозов, О. А. Петухов*

35

Алгоритм работы цифрового модуля устройства
для детектирования пролетных импульсов

*К. И. Сухачев, А. М. Телегин, Д. П. Григорьев,
Д. А. Шестаков, А. С. Дорофеев*

46

$Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$:Ce сцинтилляционные керамические элементы
для измерения ионизирующего излучения в газообразных и жидких средах

*А. А. Федоров, В. В. Дубов, Л. В. Ермакова, А. Г. Бондарев,
П. В. Карпюк, М. В. Коржик, Д. Е. Кузнецова, В. А. Мечинский,
В. Г. Смыслова, Г. А. Досовицкий, П. С. Соколов*

52

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Методика оценки величины генерируемой мощности оротронов с двухрядной периодической структурой в диапазоне 180–400 ГГц

Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин

58

Испытательный генератор сигналов произвольной формы

В. М. Пиксаев, Д. И. Зайчиков, Д. В. Пьянзин

64

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Измерение спектра мягкой компоненты рентгеновского излучения плазмы на токамаке МИФИСТ-0

*Н. Е. Ефимов, И. Г. Григорьева, А. А. Макаров, С. А. Крат,
А. С. Пришвицын, А. И. Алиева, А. С. Савёлов,
Д. Л. Кирко, Г. Х. Салахутдинов*

73

Формирование анодной плазмы в электронном диоде со взрывоэмиссионным катодом

А. И. Пушкарев, С. С. Полисадов

79

Оборудование для изучения импульсных микроплазменных процессов в водных растворах

*А. И. Мамаев, В. А. Мамаева,
Ю. Н. Беспалова, П. Ф. Баранов*

87

Искажения фокусировки в электронно-оптической камере на высоких скоростях развертки

*А. И. Заровский, С. В. Андреев,
Н. С. Воробьев, П. Б. Горностаев*

95

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Фотоактивационный подход к определению долгоживущих изотопов никеля в конструкционных материалах АЭС

*М. В. Желтоножская, А. П. Черняев,
Д. А. Юсюк, Ю. О. Балаба*

101

Дистанционный индикатор температуры торца оптоволокна для задач лазерной хирургии

В. В. Казаков, В. А. Каменский

110

Бездисперсионный оптический датчик газа с временным разделением опорного и измерительного сигналов

А. И. Коныхов

115

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Измерение малых потерь на поляризацию полупроводникового материала в готовых диодах

Э. В. Семенов, О. Ю. Малаховский

122

Временные характеристики одноэлектронных фотоумножителей ФЭУ-175, ФЭУ-186 с джиттером 0.4 нс

*Ф. А. Ермалицкий, К. Ф. Ермалицкая, В. Н. Лукьянов,
А. Н. Вязников, Р. В. Кирпиченко, Г. А. Мамаева,
А. Е. Радько, М. П. Самцов, О. А. Филипова*

129

Динамические характеристики активных двухконтурных виброзащитных устройств с подавленным резонансом несущей плиты

*А. А. Трегубенко, В. А. Мелик-Шахназаров,
В. И. Стрелов, И. Ж. Безбах*

137

Устройство для поляризации полимерных пленок в поле поверхностного коронного разряда барьерного типа

И. А. Бакулин, С. И. Кузнецов, А. С. Панин, Е. Ю. Тарасова

144

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Установка для определения оптических характеристик образцов биотканей

*А. В. Лычагин, В. В. Сурин, П. И. Петров, Т. К. Маликова,
Н. В. Коваленко, Е. Д. Шевелкина, О. И. Байцаева,
С. В. Иванников, В. И. Юсупов*

150

Портативный ультразвуковой измеритель акустической температуры

В. В. Казаков

152

Экспериментальная установка для мониторинга *ex vivo* стимул-зависимой секреции АТФ эпителиальными тканями

А. А. Хохлов, О. А. Рогачевская, С. С. Колесников

155

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 159

Правила публикации в ПТЭ 165

УДК 539.107.422

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ИСКР В МИКРОСТРУКТУРНЫХ ГАЗОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ (обзор)

© 2023 г. В. И. Разин^а, *

^аИнститут ядерных исследований РАН
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7-а

*e-mail: razin@inr.ru

Поступила в редакцию 31.05.2022 г.

После доработки 09.11.2022 г.

Принята к публикации 23.11.2022 г.

Рассмотрены особенности процессов возникновения и развития искрового разряда в микроструктурных газовых детекторах ионизирующих излучений в лабораторных условиях и на пучках заряженных частиц в ускорителях. Детальному анализу подвергнуты такие аспекты, как зарядовый предел Рэтера, вторичная электронная эмиссия, перекрестное наложение лавин, положительная ионная обратная связь, взрывная электронная эмиссия, каскадирование детекторов и зарядовая плотность. Лучшее понимание этих эффектов позволит сделать дальнейший шаг в разработке позиционно-чувствительных газовых детекторов нового типа.

DOI: 10.31857/S0032816223020258, EDN: GTQOAR

1. ВВЕДЕНИЕ

Микроструктурные позиционно-чувствительные газовые детекторы (Micro-Pattern Gas Detector – MPGD) играют важную роль в современных физических экспериментах [1]. Они обладают превосходным пространственным разрешением и обеспечивают быстрый сбор ионов, а также успешно конкурируют с другими детекторами в областях с большим потоком заряженных частиц. Однако при достаточно высоких потоках, 10^6 – 10^7 с⁻¹, в детекторе происходят газоразрядные процессы, связанные с достижением при лавинном размножении электронов критического полного заряда q_{\max} величиной 10^7 – 10^8 электронов или предела Рэтера [2]. Дальнейший переход газового разряда в стримерный режим с последующим искровым разрядом [3] приводит к снижению эффективности детектирования заряженных частиц, даже при отсутствии видимых признаков разрушений внутри детектора.

Несмотря на интенсивные исследования процессов возникновения и развития искрового разряда в MPGD, многие аспекты этого явления остаются неясными до сих пор [4]. В частности, при максимальном значении коэффициента газового усиления A_{\max} в MPGD, равном 10^4 , и числе первичных электронов n_0 при регистрации минимально ионизирующих частиц (МИП) на уровне 10^2 полный заряд в лавине на 2–3 порядка меньше,

чем предел Рэтера. Это означает, что из материала детектора должно освободиться примерно 10^3 первичных электронов.

Такая интерпретация была заложена в программу Geant 4 при проведении расчетов вероятностей процессов возникновения и развития искрового разряда в детекторе MICROMEGAS (Micro Mesh Gas Detector) [5]. Расчеты показали, что источником дополнительного первичного заряда могли стать ядерные фрагменты из соударений частиц пучка и материала детектора. Используя условие возникновения и развития искрового разряда, согласно формуле Рэтера, было найдено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных при определении вероятности возникновения и развития искрового разряда в адронных пучках с энергией до 150 ГэВ, применяя дополнительный параметр в виде зарядовой плотности d_s [6].

2. ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА РАЗМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В MPGD

2.1. Предельное значение величины пространственного заряда

Как правило, физики-экспериментаторы рассматривают две основные причины возникновения и развития искрового разряда.

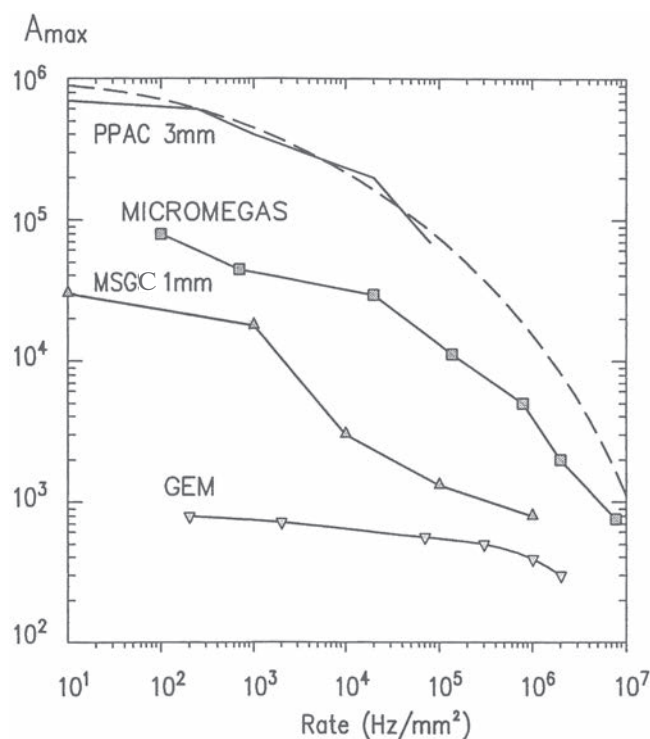


Рис. 1. Зависимость газового усиления A_{\max} от плотности облучения (в секундах минус первой степени-метрах минус второй степени) для газовых детекторов [7] разных типов: плоскопараллельного лавинного счетчика PPAC; микросеточного газового детектора MICROMEGAS; микроструктурного газового счетчика MSGC; газового электронного умножителя GEM.

1. В детекторах низкого качества основной причиной процесса возникновения и развития искрового разряда являются обычные несовершенства на поверхности электродов. Также следует отметить диэлектрические слои, отверстия с острыми краями, грязь на внутренней поверхности электродов, диэлектрические слои по краям электродов, отверстия со слабо проводящими поверхностями. Очистка и сборка в специальных помещениях не дает гарантии полного отсутствия пыли.

2. В детекторах высокого качества, механические недостатки которых вносят малый вклад в развитие искрового разряда, последний возникает и развивается вследствие достижения предела Рэтера:

$$A_{\max} = q_{\max}/n_0, \quad (1)$$

где $q_{\max} = 2 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$ электронов, n_0 — число первоначальных электронов, A_{\max} — максимальный коэффициент газового усиления.

На рис. 1 из работы [7] приведена зависимость максимального коэффициента газового усиления A_{\max} от плотности облучения (в секундах минус

первой степени-метрах минус второй степени) для газовых координатных детекторов различных типов.

Следует отметить, что в случае применения плоскопараллельных лавинных счетчиков (Plate Parallel Avalanche Counter — PPAC) предел Рэтера до процесса возникновения и развития искрового разряда составляет $An_0 = 10^8$ электронов, откуда

$$A_{\text{крит}} = 10^8/n_0. \quad (2)$$

Для детекторов MICROMEGAS, MSGC (Micro Structure Gas Counter), GEM (Gas Electron Multiplier) эта величина на 2–3 порядка меньше, чем для PPAC. Следовательно, приходится считаться с критическим зарядом q_{\max} в лавине, который изменяет электрическое поле вокруг лавины и вызывает формирование стримерного или искрового разряда. При этом величина q_{\max} зависит от геометрии усиленной области и свойств наполняющего газа, особенно его плотности и состава. Обычно MPGD работают в смесях инертного (He, Ne, Ar, Kr, Xe) с 10–30% молекулярного (CH_4 , CO_2 и др.) газов. Для каждого инертного газа имеется оптимальная концентрация и состав смеси с молекулярным газом, обеспечивающие наивысшую величину A_{\max} . Оптимизированные по составу газовые смеси на основе He и Ne имеют более высокое значение A_{\max} , чем базовые смеси на основе Kr и Xe, при прочих равных условиях.

2.2. Зависимость предела Рэтера от плотности облучения в MPGD

Одним из самых привлекательных достоинств MPGD является их высокое пространственное разрешение, обусловленное малым расстоянием между электродами. Это связано с тем, что положительные ионы в лавинном процессе удаляются очень быстро из микропромежутка между анодом и катодом и не могут создать сильный статический положительный пространственный заряд при умеренной загрузке (менее $10^3 \text{ c}^{-1} \cdot \text{мм}^{-2}$). На рис. 2 показана зависимость полного заряда q_{\max} в лавине от плотности облучения MPGD [8]. Приведенная на этом рисунке кривая разделяет две области: нижнюю или разрешающую зону, где MPGD могут работать без возникновения и развития искрового разряда, и верхнюю или запрещающую зону, в которой MPGD могут иметь большую вероятность возникновения и развития искрового разряда.

Проявление предела Рэтера в случае повышенной загрузки (более $10^4 \text{ c}^{-1} \cdot \text{мм}^{-2}$) обусловлено перекрытием лавин во времени и пространстве, а также возможно за счет диффузии зарядов обоих знаков, полевой взрывной эмиссии, обратной зарядовой связи и стримерного разряда при

определенных условиях, например, при работе с чистыми инертными газами в комбинации с фотокатодами.

Одним из возможных путей увеличения предела Рэтера является применение ступенчатых или каскадных детекторов. Однако в этом случае могут возникнуть другие нежелательные эффекты, такие как возникновение и развитие искрового разряда от одного детектора к другому за счет жесткого ультрафиолета.

Ниже рассмотрены другие источники, вносящие существенный вклад в процесс возникновения и развития искрового разряда в MPGD, а именно: статистическое лавинное наложение электронных лавин во времени и пространстве, а также взрывная полевая эмиссия.

2.3. Наложение электронных лавин в пространстве и времени

Представляется очевидным, что с увеличением плотности облучения вероятность наложения электронных лавин будет нарастать. Для заданного значения коэффициента газового усиления $A < A_{\max}$ внутри перекрывающихся лавин предел Рэтера может быть достигнут с высокой долей вероятности образования стримера. Расчеты вероятности перекрытия лавин, приведенные в работе [9], хорошо воспроизводят измеренную величину A_{\max} . Кроме того, при очень высоких плотностях облучения, например более $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{мм}^{-2}$, могут проявиться эффекты, связанные с существованием плазменных состояний. К ним относятся модификация электрического поля в катодной области вследствие образования статического остаточного заряда, а также многоступенчатая ионизация за счет возбужденных атомов и молекул наполняемого газа. Эти эффекты могут привести к резким колебаниям структуры пространственного заряда, которые инициируют искровые пробои случайного характера.

2.4. Взрывная электронная эмиссия

Механизм электронной эмиссии из металлических поверхностей тщательно изучался в течение длительного периода времени. Считалось, что такая эмиссия происходит посредством классического, так называемого туннельного эффекта Мальтера [10]. При этом происходит эмиссия одиночных электронов из тонкой диэлектрической пленки на металлической поверхности, например, из оксидного слоя, который бомбардируется положительными ионами. Последние собираются на диэлектрической поверхности катода и случайным образом создают высокое электрическое поле между диэлектрической внешней поверхностью и металлической под-

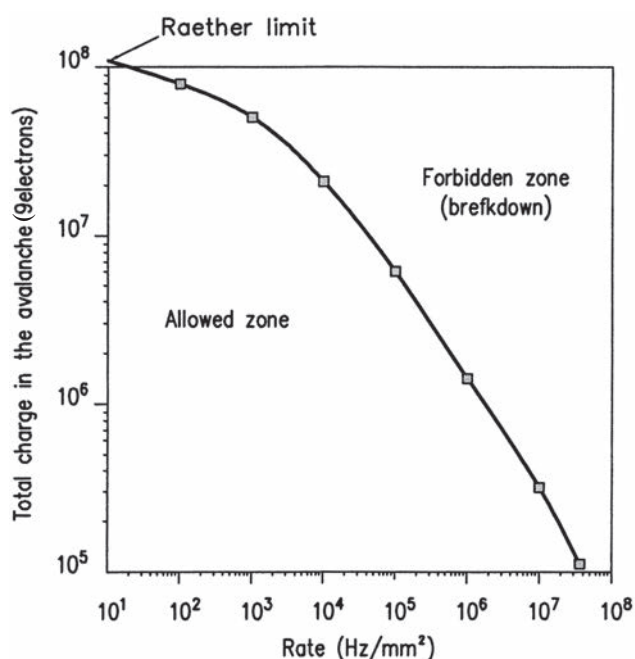


Рис. 2. Зависимость величины полного заряда q_{\max} в лавине от плотности облучения (в секундах минус первой степени-метрах минус второй степени) [8]. Forbidden zone — область возникновения и развития искрового разряда; Allowed zone — область работы газовых детекторов без искрового разряда.

ложкой катода. Под действием электрического поля происходит туннельный выход электрона из металла к диэлектрику, а также приобретение электроном достаточной энергии для проникновения через диэлектрическую пленку и выхода из нее.

Позже исследования показали важность другого явления, а именно появление спонтанных струй электронов из микроточек и диэлектрических микровключений. Это явление имеет различные названия. Одно из самых известных в настоящее время — взрывная электронная эмиссия, особенно в условиях вакуума. Во многих плазменных устройствах электронная эмиссия из холодных катодов также имеет место. Взрывная электронная эмиссия наблюдается во всех газовых детекторах, включая MPGD. Импульсы большой амплитуды (порядка нескольких вольт) и малой длительности (порядка десятков наносекунд) наблюдались в PPAC, GEM, TGEM (Thick Gas Electron Multiplier) и др. при облучении устойчивым потоком X-лучей. Обычно они появляются при потоках, близких к пределу Рэтера. Эти хаотичные импульсы производятся большим количеством вторичных электронов и регистрируются токовыми усилителями, накладываясь на устойчивый первичный ток электронов от внешнего облучения. Подобные явления наблюдались перед каждым случаем возникновения и развития

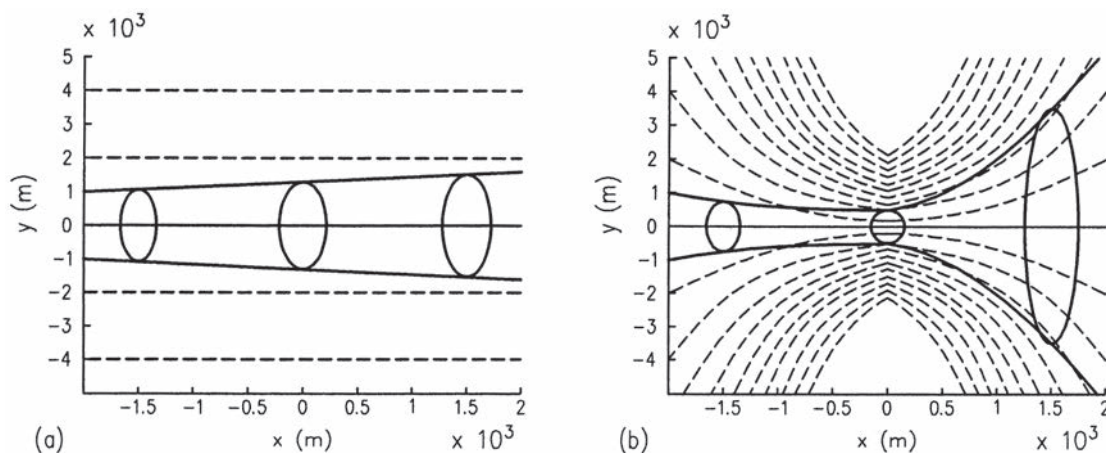


Рис. 3. Расчетные данные по изменению формы дрейфующего электронного облака [12]: **а** – в постоянном электрическом поле плоскопараллельного газового счетчика; **б** – в фокусирующем/дефокусирующем поле, характерном для GEM-детектора. Сплошные линии – силовые линии электрического поля, линия при $y = 0$ – центр дрейфующего электронного облака; эллипсные линии – граница диффундирующего электронного облака; штриховые линии – дрейфовый электрод.

искрового разряда и производили дефекты на поверхности электродов. Считается, что каждая струя от взрывной электронной эмиссии содержит более 10^5 электронов и может достигать предела Рэтера, инициируя возникновение и развитие искрового разряда в детекторе [11].

Взрывная электронная эмиссия может сыграть свою роль также в случае очень низких величин первичной ионизации n_0 , например, от космического излучения. В этом случае лавинный процесс также запускается, но не имеет достаточно большой величины, чтобы достигнуть предела Рэтера и вызвать возникновение и развитие искрового разряда. Однако положительные ионы из этой лавины могут быть локализованы на диэлектрических микроплощадях и вызвать спонтанную взрывную эмиссию электронов. Этим эффектом объясняется происхождение спонтанных больших импульсов, хаотично наблюдаемых в газовых детекторах, которые не облучаются большими потоками частиц.

3. КАСКАДНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ GEM

Максимальное электронное размножение в газовых детекторах типа MPGD может быть получено при каскаде из нескольких GEM или TGEM, работающих в тандемном режиме. Такой процесс можно осуществить при следующих условиях.

1. Каждый детектор в каскаде работает при низком напряжении, так что влияние дефектов на возникновение и развитие искрового разряда сказывается в меньшей степени.

2. Предел Рэтера определяется зарядовой плотностью в лавине. Расчеты и измерения элек-

тронной структуры в GEM показали, что зарядовое лавинное облако имеет тенденцию к расширению/диффузии вследствие веерной формы электрического поля на границах отверстия (рис. 3) [12].

Эффект в виде быстрой диффузии приводит к тому, что электроны из лавины покидают отверстие из области размножения равномерно во всех направлениях. При этом они имеют более высокую температуру, чем первичные электроны. Так как положение электронного облака на считывающей плате определяется обычным методом нахождения центра тяжести этого облака, то данная диффузия практически не влияет на пространственное разрешение одиночного или каскадного GEM-детектора.

Результаты измерений предела Рэтера в случае каскадного детектора при небольшом значении числа первичных электронов n_0 оказываются всегда завышенными. Это объясняется именно тем фактом, что силовые линии электрического поля имеют расходящийся вид на границах GEM, в результате чего зарядовая плотность на выходе из отверстий каскадных GEM снижается по сравнению с электрическим полем в одиночных GEM, заметно уменьшая вероятность возникновения и развития искрового разряда.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В КАСКАДНЫХ MPGD

Несмотря на то что в каскадных MPGD предел Рэтера существенно выше, чем в однокаскадных детекторах, распространение искрового разряда от одного детектора к другому может произойти за счет жестких ультрафиолетовых лучей, так что

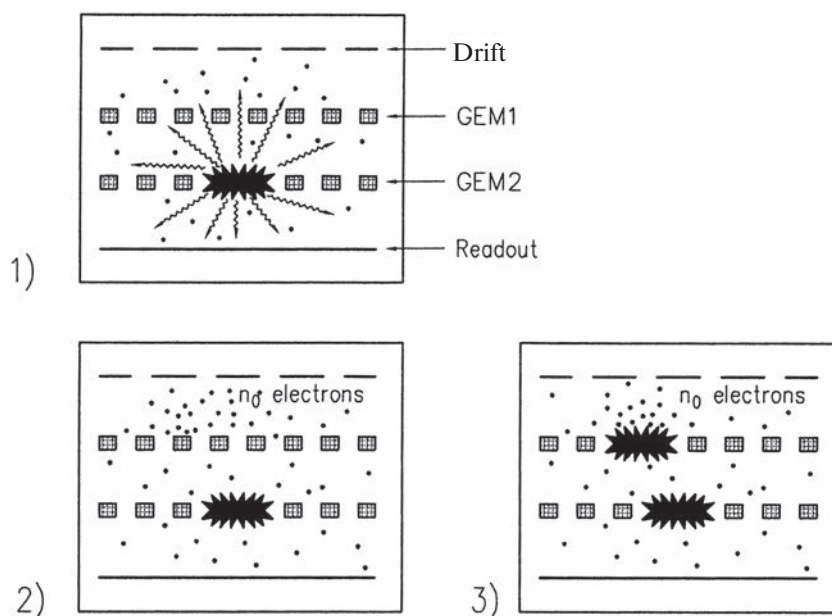


Рис. 4. Схема распространения искрового разряда в каскаде газовых электронных умножителей от GEM₂ к GEM₁ [13]: шаг 1 – ультрафиолетовые фотоны от искрового разряда в GEM₂ фотоионизируют газ во входном детекторе GEM₁, включая дрейфовую область; шаг 2 – вторичные электроны запускают лавинный процесс в GEM₁; шаг 3 – возникновение и развитие искрового разряда при достижении предела Рэтера. Drift – дрейфовый электрод, Readout – считывающий электрод.

применение таких устройств при высоких нагрузках ограничено.

На рис. 4 показана схема с каскадом из двух GEM, облучаемых рентгеновскими лучами [13]. Газовые усиления, поток X-лучей и расстояния между GEM определяют предел Рэтера в данном случае.

Максимальная величина усиления A_{\max} для GEM₁ является всегда более высокой, чем для GEM₂. В этом смысле GEM₂ считается слабым звеном в каскаде по отношению к возникновению и развитию искрового разряда из-за того, что полный заряд в лавине в GEM₂ всегда выше, чем в GEM₁. При этом распространение искрового разряда не зависит от величины напряженности поля между GEM₁ и GEM₂. Искровой разряд можно прекратить только при расстоянии между этими умножителями ≥ 25 мм. Также установлено, что временная задержка в появлении разрядных импульсов на электродах GEM₁ относительно GEM₂ не зависит от расстояния между ними и составляет приблизительно 10 нс. Этот факт свидетельствует о том, что фотонная обратная связь является основным эффектом, ответственным за распространение искрового разряда, поскольку дрейфовая ионная составляющая гораздо медленнее преодолевает переходный промежуток в

3 мм между GEM₁ и GEM₂ (60–130 мкс), а для электронов эта величина составляет 50–70 нс.

При определенных обстоятельствах искровой разряд в GEM₂ может распространиться по всем направлениям, включая движение вниз к считывающей плате/коллектору, и, следовательно, разрушить считывающую электронику.

Все-таки каков наиболее вероятный механизм такого распространения? Возможно, что разряд из GEM₂ распространяется посредством стримерного разряда. Но поскольку электрическое поле между GEM₁ и GEM₂ является очень слабым и даже реверсным в некоторых случаях, то вероятность стримерного распространения разряда очень мала, поскольку в этом случае требуется достаточно сильное электрическое поле.

Таким образом, главным источником распространения искрового разряда являются созданные фотоэлектронами вторичные электроны в зоне дрейфа каскадной конструкции выше отверстий GEM₁ (шаг 1), которые запускают лавинное размножение в GEM₁ (шаг 2). В результате при удовлетворении предела Рэтера возникает и развивается искровой разряд (шаг 3).

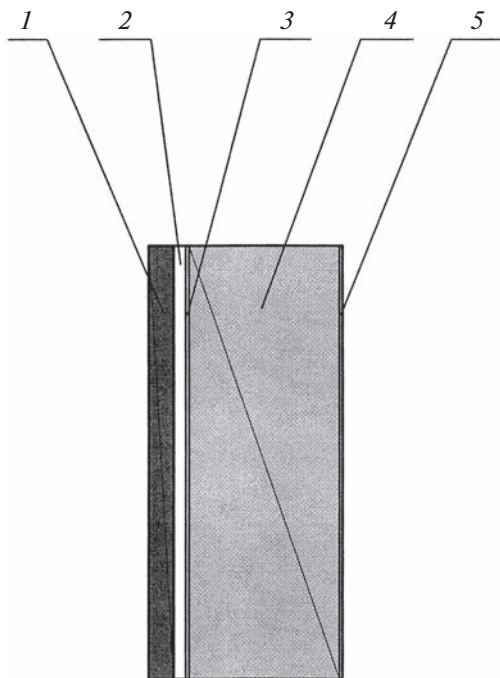


Рис. 5. Структура детектора MICROMEGAS [14]. 1 – печатная плата из стеклотекстолита толщиной 0.4 мм; 2 – газовый усилительный зазор шириной 100 мкм; 3 – микросетка из никеля толщиной 4 мкм; 4 – дрейфовый газовый зазор шириной 2.5 мм; 5 – дрейфовый электрод из никеля толщиной 7 мкм.

5. РАСЧЕТЫ И ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В MICROMEGAS И GEM В АДРОННЫХ ПУЧКАХ

5.1. Взаимодействие пионов с материалом детекторов MPGD

Как было показано выше, при облучении MPGD рентгеновским излучением различных энергий, а также α - или β -источником полный заряд в лавинном размножении электронов может превышать предел Рэтера детектора.

Исследование характеристик MICROMEGAS и GEM – наиболее продвинутых детекторов – в высокоинтенсивных пучках пионов показало, что даже при относительно низком коэффициенте газового усиления A имелась некоторая вероятность возникновения и развития искрового разряда в этих детекторах, несмотря на малое число первичных электронов.

Такое явление было впервые объяснено расчетным путем с использованием программы Geant 4 в работе [14]. Главное условие заключалось в том, что процесс возникновения и развития искрового разряда происходит при достижении предела Рэтера, когда число первичных электронов n_0 превышает q_{\max}/A (см. формулу (1)). Вопрос заключался в следующем: каким образом

процесс возникновения и развития искрового разряда происходит при низком значении A ?

Расчеты по Geant 4 показали, что адроны с достаточно высоким моментом посредством ядерного взаимодействия с газом или материалом детектора производят некоторые другие тяжело ионизирующие частицы, в отличие от минимально ионизирующих частиц.

На рис. 5 приведена структура детектора MICROMEGAS, принятая за основу в данных расчетах. Детектор состоит из следующих элементов, через которые проходят пионы: печатной платы РСВ (1) из стеклотекстолита толщиной 0.4 мм с медными считывающими полосками толщиной 7 мкм, шириной 250 мкм и шагом 317 мкм; газового усилительного зазора 2 шириной 100 мкм; микросетки 3 из никеля толщиной 4 мкм с квадратными отверстиями со стороной 37 мкм и шагом 50 мкм; дрейфового газового зазора 4 шириной 2.5 мм; дрейфового электрода 5 в виде микросетки из никеля толщиной 7 мкм с отверстиями диаметром 40 мкм с шагом 100 мкм. Газовая смесь состояла из аргона и изобутана (в соотношении 89:11) при атмосферном давлении. Спейсеры между анодными полосками и микросеткой не устанавливались во избежание электрических утечек.

На рис. 6 приведена вероятность возникновения и развития искрового разряда для разного типа вторичных частиц, образующихся при столкновении пионов с энергией 15 ГэВ с материалом MICROMEGAS.

Количество вторичных электронов составляет 1.26% от общего числа вторичных частиц. Вероятность создания частиц других типов варьируется от 10^{-8} до 10^{-4} , что свидетельствует о возможности их появления в больших количествах при высокой светимости. Они имеют обычно небольшой момент, сравнимый с моментом тяжело ионизирующих α -частиц, и поэтому могут внести существенный вклад в вероятность возникновения и развития искрового разряда.

5.2. Влияние газовой смеси на возникновение и развитие искрового разряда

Расчеты по Geant показали, что вероятность возникновения и развития искрового разряда для аргоновых и неоновых газовых смесей подчиняется практически одинаковому энергетическому закону. Отличие заключается лишь в том, что на создание свободного электрона в неоне требуется 36.3 эВ, а в аргоне – 26 эВ, и поэтому вероятность возникновения искрового разряда в неоне существенно меньше, чем в аргоне, с учетом разницы в диэлектрической прочности в данных газах. После нормализации полученных амплитудных распределений по отношению к известной характеристике для α -частицы ^{241}Am (5.5 МэВ) можно

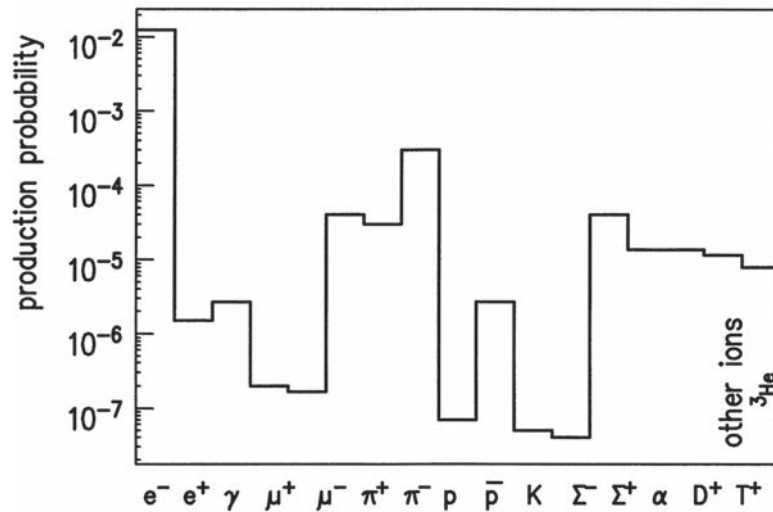


Рис. 6. Вероятность возникновения и развития искрового разряда для разного типа вторичных частиц, образующихся при столкновении пионов с энергией 15 ГэВ с материалом MICROMEGAS [14]. По оси ординат отложены значения вероятности возникновения искрового разряда; по оси абсцисс — ряд вторичных частиц в порядке возрастания массы, полученных в результате взаимодействия с материалом детектора.

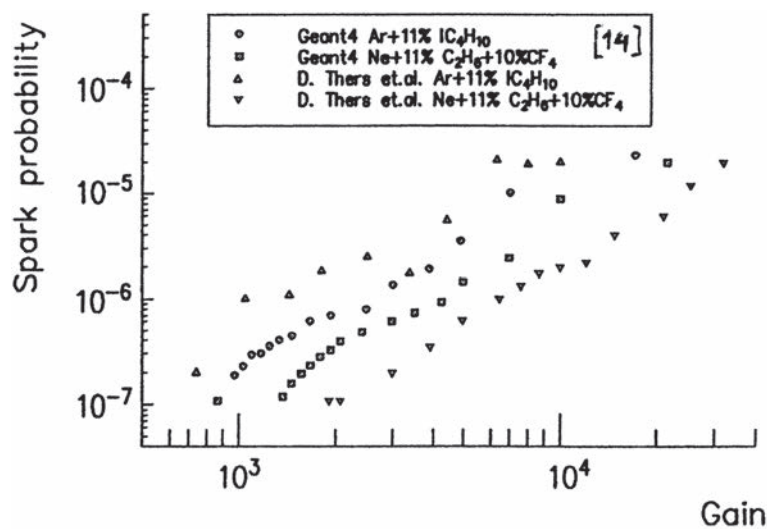


Рис. 7. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по вероятности возникновения искрового разряда в неоновых и аргоновых газовых смесях в зависимости от величины газового усиления по результатам работы [14]. По оси ординат — вероятность возникновения искрового разряда в MICROMEGAS; по оси абсцисс — коэффициент газового усиления.

утверждать, что предел Рэтера в данных газах достигается независимо от выбора газа.

На рис. 7 приведены расчетные и экспериментальные данные из работы [14] по вероятности возникновения и развития искрового разряда в аргоновых и неоновых газовых смесях в зависимости от величины газового усиления.

Наблюдаемый эффект увеличения вероятности процесса возникновения и развития искрового разряда, согласно расчетам, скорее всего, связан не с ядерными столкновениями в газах, а вы-

зван в основном повышением выделения энергии из материала детектора в объеме прямоугольного бокса с размерами $0.30 \times 0.30 \times 2.5$ мм в дрейфовой области. Поперечный размер выбран исходя из опытных данных по наведенному заряду на одном анодном стрипе шириной 250 мкм.

Следует также отметить, что толщина и способ изготовления микросетки (плоская толщиной 7 мкм или витая проволока диаметром 30 мкм) мало влияют на вероятность возникновения ис-

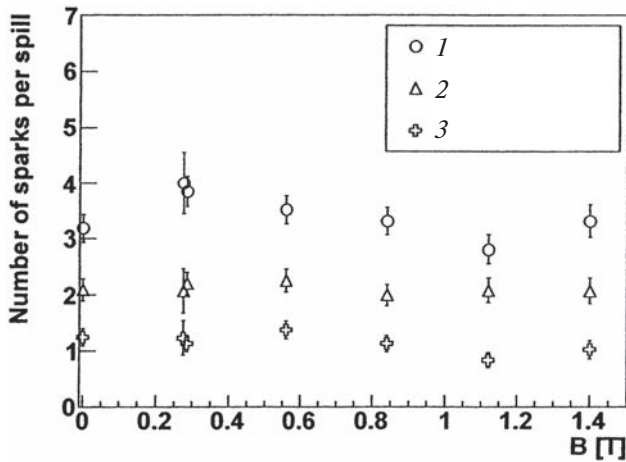


Рис. 8. Зависимость числа искровых разрядов за сброс пучка пионов от величины напряженности поперечного магнитного поля B в трех детекторах MICROMEGAS с различной толщиной микросетки [15]: 1 – детектор № 1 с толщиной микросетки 30 мкм; 2 – детектор № 2 с толщиной сетки 14 мкм; 3 – детектор № 3 с толщиной сетки 4 мкм.

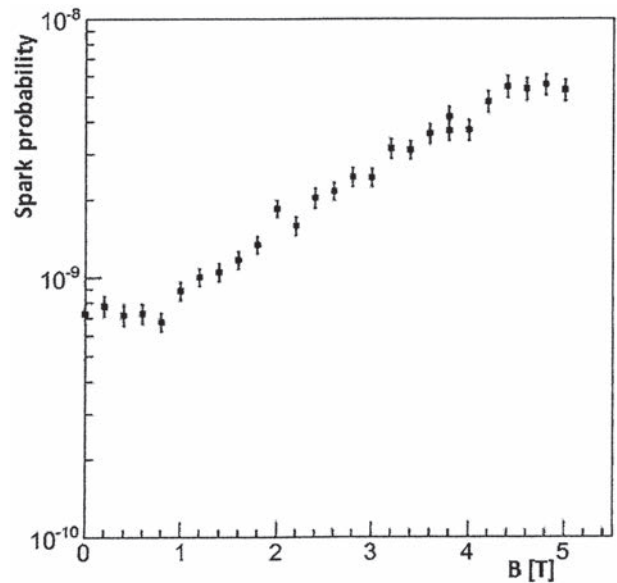


Рис. 9. Зависимость вероятности возникновения искрового разряда в детекторе MICROMEGAS от величины продольного магнитного поля [15]. По оси ординат – вероятность возникновения искрового разряда; по оси абсцисс – величина продольного магнитного поля.

крового разряда по сравнению с анодной плоскостью из стеклотекстолита толщиной 0.4 мм.

Тесты с двумя различными конструкциями входного окна (майлар толщиной 7 мкм или витая никелевая проволока диаметром 30 мкм) показали, что значительно меньшая (на два порядка) вероятность возникновения искрового разряда характерна для случая с применением майлара.

5.3. Исследование вероятности возникновения и развития искрового разряда в сборке детекторов MICROMEGAS–GEM

При работе в ЦЕРН на пучках заряженных частиц с энергией в диапазоне 10–150 ГэВ отмечено, что вероятность возникновения и развития искрового разряда в сборке MICROMEGAS–GEM существенно меньше, чем в каждом из этих детекторов в отдельности. Влияние фольги детектора GEM на процесс возникновения и развития искрового разряда в детекторе MICROMEGAS можно объяснить, используя дополнительный фактор в виде зарядовой плотности в локальном объеме вблизи микросетки детектора MICROMEGAS. Исходя из расчетов по Geant 4 можно утверждать, что зарядовая плотность может быть более удобным параметром при определении вероятности возникновения и развития искрового разряда, чем полное число электронов в отдельном лавинном процессе в случае применения порога Рэтера. В связи с этим становится более понятной роль металлических электродов GEM, в которых электрическое поле в зоне усиления становится расходящимся (см. рис. 3), что приводит к значи-

тельному уменьшению зарядовой плотности и снижению вероятности возникновения и развития искрового разряда вблизи микросетки MICROMEGAS независимо от энергии пучка.

Проверка расчетных данных по снижению вероятности возникновения и развития искрового разряда осуществлялась при работе сборки MICROMEGAS–GEM на пучках с магнитным полем, направленным перпендикулярно или параллельно внешнему электрическому полю в детекторах. В случае поперечного магнитного поля не наблюдалось сколь-нибудь заметного возникновения и развития искрового разряда вплоть до угла наклона Лоренца, равного 20° (рис. 8).

В случае приложения параллельного магнитного поля электроны фокусировались вокруг магнитных силовых линий, что приводило к уменьшению поперечной диффузии и увеличению зарядовой плотности с возрастанием числа искровых разрядов (рис. 9).

Результаты испытаний по вероятности возникновения и развития искрового разряда как функции полного газового усиления A_{\max} в сборке MICROMEGAS–GEM при разных зазорах между ними (1–2 мм) в зависимости от напряжения на GEM позволяют сделать следующие выводы:

а) значительное снижение вероятности возникновения искрового разряда наблюдается при наименьшем усилении (≤ 10) в GEM;

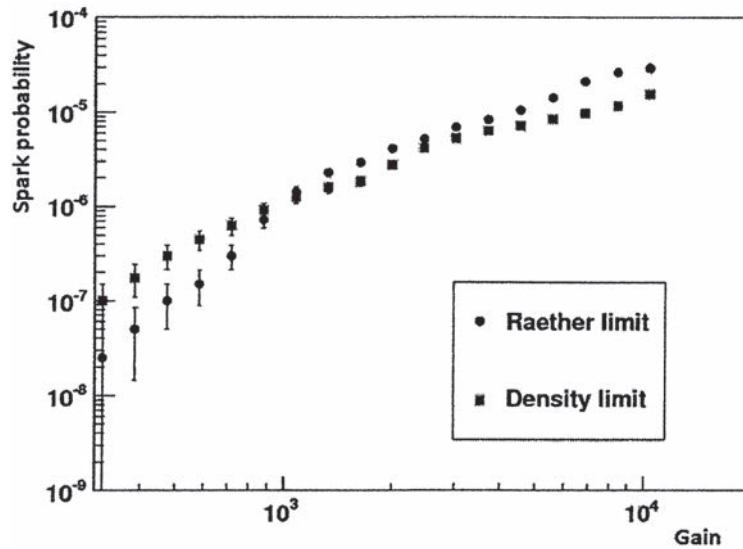


Рис. 10. Зависимости вероятности возникновения искрового разряда в детекторе MICROMEGAS, согласно расчетам по Geant 4, с применением как предела Рэтера, так и предела зарядовой плотности при облучении пучком π^- с энергией 10 ГэВ. По оси ординат – вероятность искрового разряда; по оси абсцисс – коэффициент газового усиления [15].

б) при среднем значении усиления (≤ 100) в GEM вероятность возникновения и развития искрового разряда не зависит от ширины зазора;

в) при больших значениях усиления (≥ 1000) в GEM длина транспортного зазора играет заметную роль: чем больше зазор, тем меньше вероятность возникновения и развития искрового разряда;

г) при высоких значениях усиления в GEM наступает насыщение вероятности возникновения и развития искрового разряда.

5.4. Новый способ описания модели возникновения и развития искрового разряда посредством критической плотности поверхностного заряда

Отмеченные выше особенности не могут быть достаточно полно объяснены в рамках той модели, в которой искровой разряд инициируется только созданием критического числа электронов в одной лавине. Новая модель уже упоминалась в расчетах по Geant 4 [6] при рассмотрении выделения больших энергий, происходящих в небольших объемах детектора. Эти выделения конвертировались в число электронов N , что приводило к процессу возникновения и развития искрового разряда в случае, когда произведение AN (где A – коэффициент газового усиления) превышает предел Рэтера или равно ему: $AN \geq N_R$, где $N_R \geq 10^7$. Однако такой расчет не учитывал доли потерь энергии в различных частях объема детектора. С учетом поперечной диффузии электронов при дрейфе в детекторе MICROMEGAS выделение энергии и искровой разряд должны иметь место вблизи мик-

росетки. Оценивая размер электронного облака равным ширине анодного стрипа и считая его точечным, можно выразить поверхностную плотность в следующем виде:

$$d_s = 4AE_{отл}/(\pi w_i [a(EB)Z]^2), \quad (3)$$

где $E_{отл}$ – энергия, выделенная из материала детектора, 0.1–1 МэВ [15]; w_i – потенциал ионизации газа; $A(EB)$ – расчетный параметр, оценивающий поперечную диффузию в газе при заданных величинах напряженностей электрического и магнитного полей; Z , мкм – расстояние от микросетки до считывающего стрипа.

В случае применения сборки MICROMEGAS – GEM полное усиление A берется с учетом того факта, что выделение энергии происходит в дрейфовом промежутке конверсии перед GEM. Условие возникновения и развития искрового разряда теперь можно представить как

$$d_s \geq d_s^{\text{lim}}, \quad (4)$$

где d_s^{lim} – критическая зарядовая плотность.

На рис. 10 показаны зависимости вероятностей возникновения и развития искрового разряда от полного усиления в сборке, полученные с помощью как предела Рэтера, так и зарядовой плотности, которые почти совпадают при едва заметном меньшем наклоне в случае с зарядовой плотностью.

Таким образом, численное значение зарядовой плотности после подстановки всех коэффициентов составит

$$d_s^{\text{lim}} = 2 \cdot 10^9 \text{ электронов/мм}^2. \quad (5)$$

Это означает, что данные, воспроизводимые с помощью предела Рэтера, могут быть описаны альтернативным путем через параметр критической зарядовой плотности, позволяющий оценить роль материала детекторов как в сборках, так и раздельно при расчетах и измерениях вероятности образования искр.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено детальное исследование особенностей процесса возникновения и развития искрового разряда в MPGD в лабораторных условиях и на пучках заряженных частиц в ускорителях. Можно сделать вывод о том, что зарядовый предел Рэтера, вторичная электронная эмиссия, перекрестное наложение лавин, положительная ионная обратная связь, взрывная электронная эмиссия, каскадирование детекторов в той или иной мере объясняют причины процесса возникновения и развития искрового разряда. Введение дополнительного параметра в виде зарядовой плотности $d_s^{\text{lim}} = 2 \cdot 10^9$ электронов/мм², согласно результатам, полученным при работе сборки GEM–MICROMEGAS на пучке пионов с энергией 150 ГэВ, дает основание для лучшего понимания процесса возникновения и развития искрового разряда, что позволит сделать следующий шаг в разработке MPGD в ближайшие годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sauli F.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 1997. V. 386. № 2–3. P. 531. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2)
2. *Raether H.* // Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964.
3. *Разин В.И.* // ПТЭ. 2021. № 6. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S0032816221060057>
4. *Francke T., Peskov V.* Innovative Applications and Developments of Micro-Pattern Gaseous Detectors. IGI global, 2014. <http://doi.org/10.4018/978-1-4666-6014-4>
5. *Thers D., Abbon P., Ball J., Bedfer Y., Bernet C., Carasco C., Delagnes E., Durand D., Faivre J.-C., Fonvieille H., Giganon A., Kunne F., Le Goff J.-M., Lehar F., Magnon A. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2001. V. 416. P. 23. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00769-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00769-0)
6. *Procureur S., Ball J., Konczykowski P., Moreno B., Moutarde H., Sabatie F.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2010. V. 621. P. 177. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.05.024>
7. *Sauli F.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2002. V. 477. P. 1. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01903-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01903-9)
8. *Fonte P., Peskov V., Ramsey B.D.* // IEEE Trans. Nucl. Scie. 1999. V. 46. P. 321. doi 775537. <https://doi.org/10.1109/23>
9. *Nappi E., Peskov V.* Imaging gaseous detectors and their applications. Hoboken. NY: Wiley, 2013. <https://doi.org/10.1002/9783527640294>
10. *Malter L.* // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 48. <https://doi.org/10.1103/Phys.Rev.50.48>
11. *Jacobaeus C., Danielsson M., Fonte P., Francke T., Ostling J., Peskov V.* // IEEE Transactions on NS. 2002. V. 49. № 4. P. 1622. <https://doi.org/10.1109/TNS.2002.801480>
12. *Fonte P., Peskov V., Ramsey B.D.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 1998. V. 416. P. 23. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00649-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00649-4)
13. *Bachmann S., Bressan A., Capeans M.* // Nucl. Instrum. and Methods. Phys. Res. A. 2002. V. 479. P. 294. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00931-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00931-7)
14. *Procureur S., Aune S., Ball J., Charles G., Moreno B., Moutarde H.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2011. V. 659. № 1. P. 91. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.08.033>
15. *Procureur S., Aune S., Ball J., Charles G., Moreno B., Moutarde H., Sabatie F.* // JINST. 2012. V. 7 № 6. P. C06009. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/06/C06009>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

ЭЛЕКТРОННЫЙ ШУМ, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ КОСМИЧЕСКИМИ
МЮОНАМИ В ДВУХФАЗНОМ КСЕНОНОВОМ ЭМИССИОННОМ
ДЕТЕКТОРЕ РЭД-100

© 2023 г. Д. Ю. Акимов^a, И. С. Александров^{a,b}, В. А. Белов^{c,a}, А. И. Болоздыня^{a,*}, А. А. Васин^a,
А. В. Галаванов^{d,a}, Ю. В. Гусаков^{d,a}, А. Г. Коваленко^{c,a}, Е. С. Козлова^{a,c}, А. М. Коновалов^a,
В. Н. Корноухов^{a,e}, А. В. Кумпан^a, А. В. Лукьяшин^a, А. В. Пинчук^a, О. Е. Разуваева^{a,c}, Д. Г. Рудик^a,
Г. Е. Симаков^{c,a}, В. В. Сосновцев^a, А. В. Хромов^{a,b}, А. В. Шакиров^a, А. В. Этенко^a

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ” (Московский инженерно-физический институт)
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

^bНациональный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

^cНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики
Россия, 117218, Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25

^dОбъединенный институт ядерных исследований
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^eИнститут ядерных исследований РАН
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

*e-mail: aibolozdynya@mephi.ru

Поступила в редакцию 06.08.2022 г.

После доработки 06.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

Показано, что рабочий объем двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100, работающего в условиях наземной лаборатории и использующего жидкий ксенон в качестве рабочего вещества, является источником одноэлектронных шумовых сигналов с характерной частотой ~200 кГц. Обсуждаются возможные механизмы генерации шумов такого рода и методы их подавления.

DOI: 10.31857/S0032816223010020, EDN: PUPGPP

1. ВВЕДЕНИЕ

Технология применения двухфазных эмиссионных детекторов, использующих сжиженные благородные газы в качестве рабочего вещества, для регистрации элементарных частиц за 50 лет своего развития продемонстрировала большой потенциал для постановки экспериментов по поиску редких взаимодействий и событий с малыми энергосвечениями вплоть до одиночных ионизационных электронов. Изобретатели этого метода предлагали использовать его для создания управляемых трековых детекторов частиц высоких энергий [1], и первый действующий эмиссионный детектор применялся для визуализации треков релятивистских частиц в ускорительном эксперименте [2, 3]. Развитие этой технологии для электронной позиционно-чувствительной регистрации пространственного распределения γ -источников в ядерной медицине [3] привело к созданию на основе такого подхода “бесстеноч-

ных” детекторов, применяемых в экспериментах по поиску темной материи, регистрации нейтрино и исследованию других редких процессов с малыми энергосвечениями [4]. Все лучшие результаты по поиску во Вселенной темной материи в виде массивных слабодействующих частиц за последние 20 лет получены с помощью именно этой технологии [5]. Двухфазная эмиссионная камера РЭД-100, использующая жидкий ксенон в качестве рабочего вещества, экспонировалась в 2021–2022 гг. на Калининской АЭС с целью наблюдения упругого когерентного рассеяния реакторных электронных антинейтрино на тяжелых ядрах [6].

Высокая чувствительность эмиссионных детекторов к одиночным электронам ставит важную задачу исследования природы одноэлектронных (single electron – SE) шумов, характерных для детекторов такого типа. Впервые SE-сигналы наблюдались в стримерной эмиссионной камере при исследовании обнаруженных в ускорительном

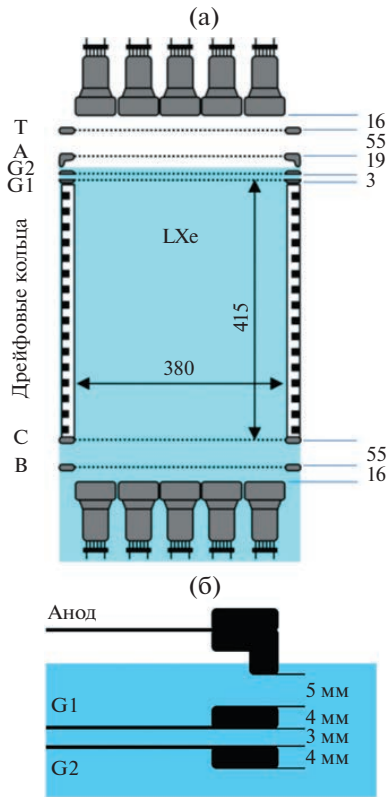


Рис. 1. Эмиссионный детектор РЭД-100: а – система считывания сцинтилляционных и электролюминесцентных сигналов с помощью двух матриц из 19-ти ФЭУ Hamamatsu R11410-20 и электродной системы, включающей сетчатые катод С и анод А, экранирующие заземленные сетки Т и В и электронный затвор (сетки G1 и G2); б – схема взаимного расположения сетчатых электродов для считывания электролюминесцентных сигналов, характерные размеры указаны в миллиметрах [6].

эксперименте треков с аномально низкой плотностью ионизации [7]. Было показано, что наблюдаемые прибором аномальные треки – это изображения треков релятивистских частиц с нормальной плотностью ионизации, зарегистрированных ранее на том же месте. Возникновение треков с аномально низкой плотностью ионизации явилось следствием того, что часть электронов ионизации при эмиссии нормального трека оказывается захваченной потенциальным барьером на границе раздела фаз. При подаче следующего высоковольтного импульса визуализации меньшая часть этих электронов, еще не захваченных электроотрицательными примесями, вытягивается из рабочей среды (твердого криптона), формируя “бледное” изображение предыдущего трека, которое выглядит как трек частицы с плотностью ионизации на несколько порядков ниже, чем у нормальной релятивистской частицы.

В эмиссионных камерах для регистрации точно-подобных событий SE-шум представляет

большую опасность как возможный источник ложных сигналов в случае поиска событий с малым ионизационным выходом. Важно отметить, что, согласно наблюдениям коллаборации LUX [8], захваченные под поверхностью раздела фаз электроны иногда эмитируют локализованными группами – так называемая “e-burst emission”. Этот эффект антикоррелирован с содержанием примесей в жидком ксеноне, т.е. чем чище ксенон, тем чаще эмиссия происходит не в виде относительно равномерно распределенного вдоль поверхности раздела фаз SE-шума, состоящего из одиночных электронов, а в виде локализованных вспышек, состоящих из групп в несколько электронов. Возможным механизмом такой эмиссии может быть гравитационная нестабильность заряженной поверхности раздела фаз в сильном локальном электрическом поле, создаваемом группой электронов, прижимаемых к поверхности раздела фаз внешним электрическим полем (детальное обсуждение такого механизма электронной эмиссии приведено, например, в [9], стр. 40).

В данной работе обсуждаются результаты наблюдения SE-шума, генерируемого космическими мюонами в эмиссионном детекторе РЭД-100 [10], работающем в наземной лаборатории и снабженном электронным затвором [11]. Наличие электронного затвора позволяет разделить эффекты поверхностной и объемной генерации SE-шумов.

2. ДЕТЕКТОР РЭД-100 С ЭЛЕКТРОННЫМ ЗАТВОРОМ

Двухфазный эмиссионный детектор РЭД-100 отличается от других современных эмиссионных детекторов тем, что оборудован электронным затвором, сформированным сетчатыми электродами (G1 и G2, как показано на рис. 1). Эта особенность позволяет экспонировать детектор в условиях наземной лаборатории с повышенным фоном от космических лучей. При прохождении через детектор космического мюона по сцинтилляционному триггеру на период времени порядка времени собирания электронов из рабочего объема детектора (≈ 250 мкс) между электродами G1 и G2 создается нулевая разность потенциалов так, что ионизационные электроны из рабочего объема детектора не доходят до поверхности раздела фаз и собираются на электроде G2. При этом поверхность раздела фаз не загружается неэмитированными электронами из потока электронов, вытягиваемых из рабочего объема, и не генерируется чрезвычайно интенсивный электролюминесцентный сигнал, который способен ограничить ресурс фотокатодов фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Форма металлического кольца, поддерживающего анодную сетку, выбрана такой, чтобы обеспечить эффективное собирание отри-

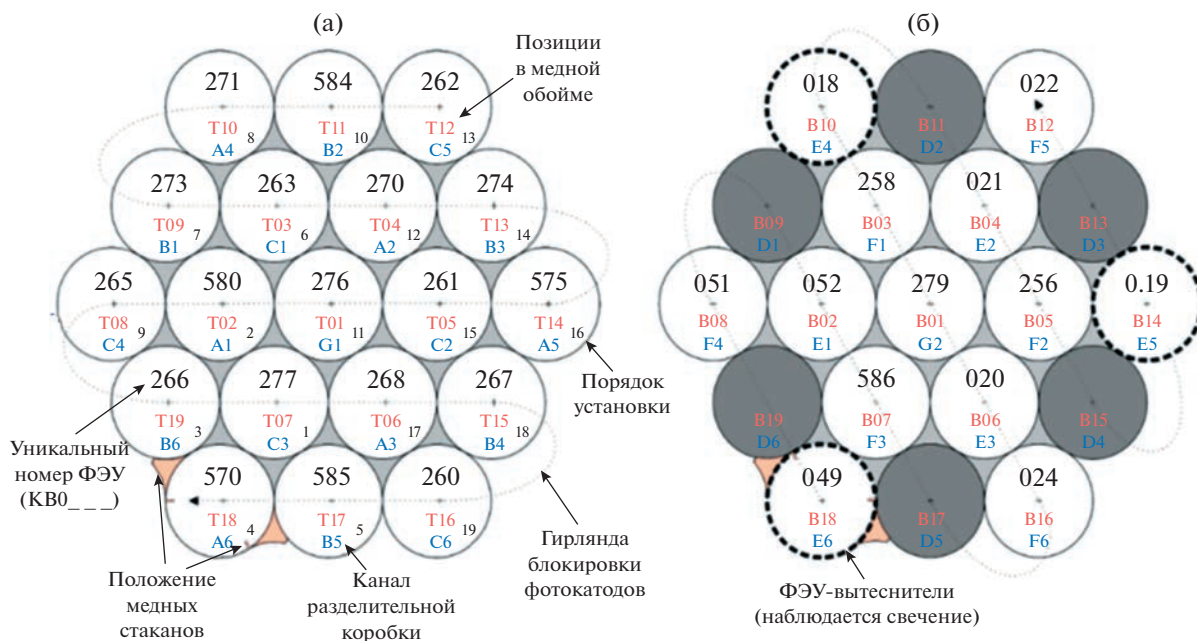


Рис. 2. Карта расположения ФЭУ Hamamatsu R11410-20 в верхней (а) и нижней (б) матрицах считывания детектора РЭД-100 с указанием номеров ФЭУ.

цательных зарядов, захваченных потенциальным барьером под поверхностью раздела фаз (см. рис. 1б).

Для регистрации сцинтилляционных и электролюминесцентных сигналов в РЭД-100 используются криогенные фотоэлектронные умножители Hamamatsu R11410-20, карта расположения которых представлена на рис. 2. SE-сигнал выглядит как компактная (~2 мкс) электролюминесцентная вспышка, регистрируемая верхней матрицей ФЭУ, в которой количество зарегистрированных фотоэлектронов (single photo-electron – SPE) составляет в среднем $\langle \text{SPE} \rangle = 28 \pm 6$ (см. рис. 3б).

3. SE-ШУМ ПРИ ОТКЛЮЧЕННОМ РАБОЧЕМ ОБЪЕМЕ

Исследование SE-сигналов в детекторе РЭД-100 начиналось при отключенном рабочем объеме. При этом катод и управляющие электроды (G1 и G2 на рис. 1) заземлялись, разность потенциалов между анодом и электродом G1 составляла ~8 кВ, а напряженность электрического поля в газовом электролюминесцентном зазоре $E_{EL} \approx 5.3$ кВ/см. Запись сигнала осуществлялась по случайному триггеру. Записывались все сигналы в промежутке времени длительностью 275 мкс перед сцинтилляционным сигналом, вызывающим срабатывание триггера. Из записанных поканальных осциллограмм SE-сигналы выделялись как изолированные (>500 нс до ближайшего соседнего импульса) SPE-кластеры, содержащие не менее 6 SPE-импульсов, регистрируемых во всей верхней матри-

це ФЭУ. Распределение по длительности отобранных таким образом сигналов представляет собой пик с максимумом в районе ≈ 2 мкс (см. рис. 3б), что совпадает с характерным временем электролюминесценции в РЭД-100, которое определяется временем дрейфа электронов через газовый электролюминесцентный зазор.

В условиях наземной лаборатории в отсутствие дрейфового поля в рабочем объеме детектора частота наблюдаемых SE-сигналов составляла $f_0 \sim 10$ кГц или $(1-2)\text{SPE}/250$ мкс [12]. Эти сигналы связаны с радиационным фоном, регистрируемым в слое жидкого ксенона толщиной ~10 мм между сетчатым электродом G1 и поверхностью раздела фаз ксенона (см. рис. 1), и шумом от спонтанной эмиссии электронов, задержанных потенциальным барьером под поверхностью раздела фаз.

4. SE-ШУМ, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ В РАБОЧЕМ ОБЪЕМЕ ДЕТЕКТОРА ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

На следующем этапе исследования одноэлектронных сигналов анализировались их характеристики при работе детектора в режиме, когда включены электрические поля и в рабочем объеме детектора (~200 В/см), и в электролюминесцентном зазоре (~5.3 кВ/см).

Основная по энерговыделению на одно событие загрузка детектора, работающего в условиях наземной лаборатории, обусловлена космогенными мюонами, которые пересекают объем де-

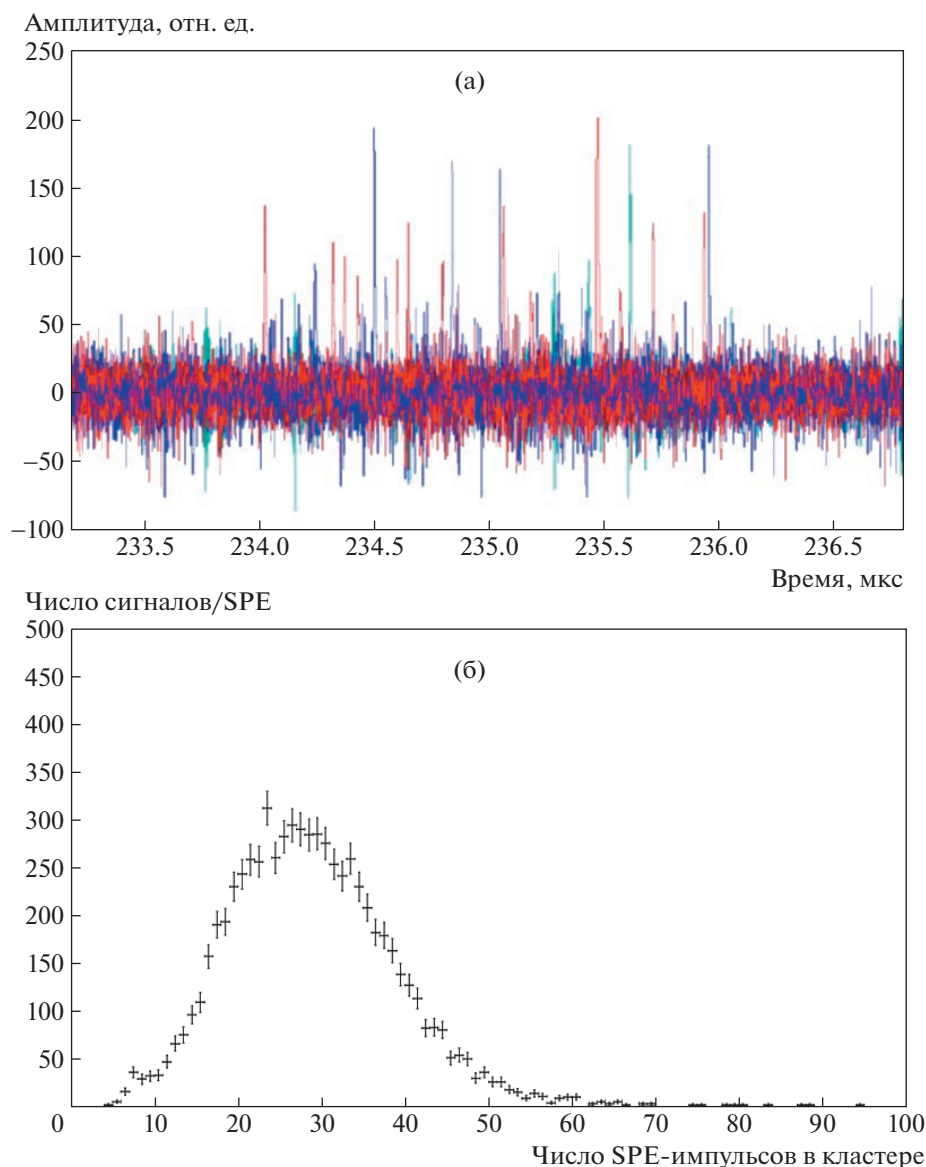


Рис. 3. Одноэлектронный SE-сигнал (разными цветами показаны SPE-сигналы от различных ФЭУ) в РЭД-100 [6] (а) и распределение числа SPE-сигналов на один SE-сигнал (б) [11].

тектора с частотой $f_{\mu} \sim 40$ Гц. Взаимодействие каждого из них с рабочим веществом детектора приводит к появлению нескольких миллионов квазисвободных электронов, дрейфующих в жидком ксеноне. Для уменьшения количества электронов, захватываемых потенциальным барьером под поверхностью раздела фаз, используется электронный затвор из двух параллельных сеток G1 и G2 (см. рис. 1), перекрывающий выход электронов из рабочего объема детектора к поверхности раздела фаз и электролюминесцентному промежутку в газовой фазе. Для включения электронного затвора используется триггер, настроенный на мощный сцинтилляционный сигнал, возникающий

при прохождении через рабочую среду детектора космического мюона.

Для проверки различных гипотез об источнике SE-шума были записаны осциллограммы для каждого ФЭУ длительностью ~ 600 мкс, как показано на рис. 4 и 5. Осциллограмма для каждого ФЭУ включает в себя: шумовую дорожку при полностью открытом затворе до появления сцинтилляционного сигнала от мюона S1; затем электролюминесцентный сигнал при частично ($\sim 10\%$) открытом затворе в интервалах времени от момента появления сцинтилляции S1 до момента времени 405 мкс на временной шкале рис. 4 и до момента времени 355 мкс на временной шкале рис. 5 с последующим полным закрытием затвора до момента времени

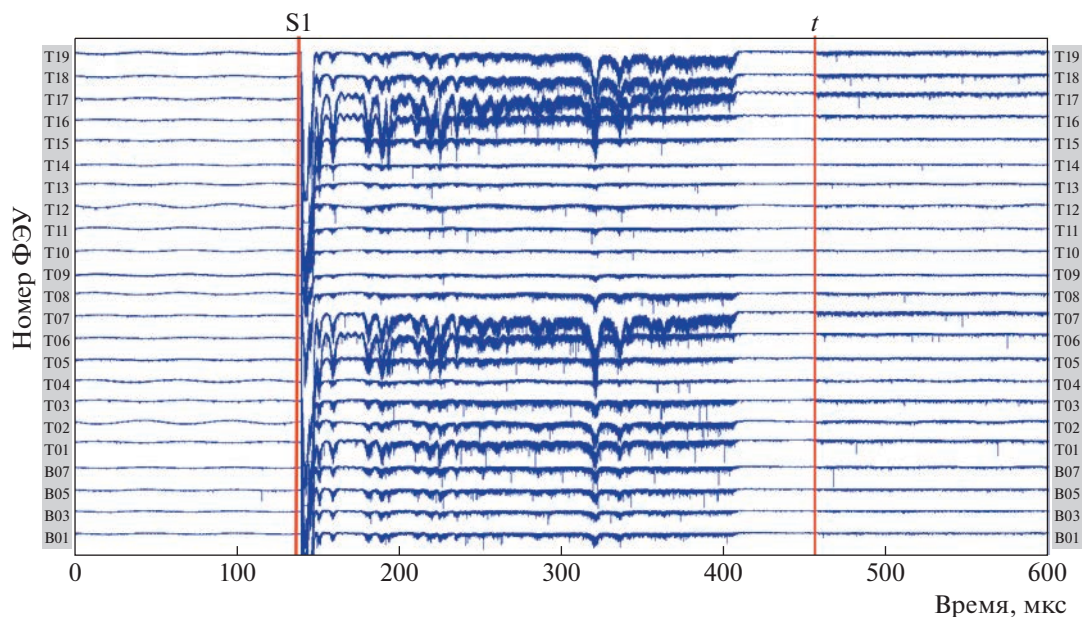


Рис. 4. Поканальные осциллограммы, зарегистрированные в РЭД-100 при “вертикальном” пролете космического мюона в момент времени S1: электронный затвор открыт во временном интервале {0; S1}, “приоткрыт” на 10% во временном интервале {S1; 405 мкс}, полностью закрыт в момент времени по временной оси 405 мкс и полностью открыт в момент времени по временной оси 455 мкс.

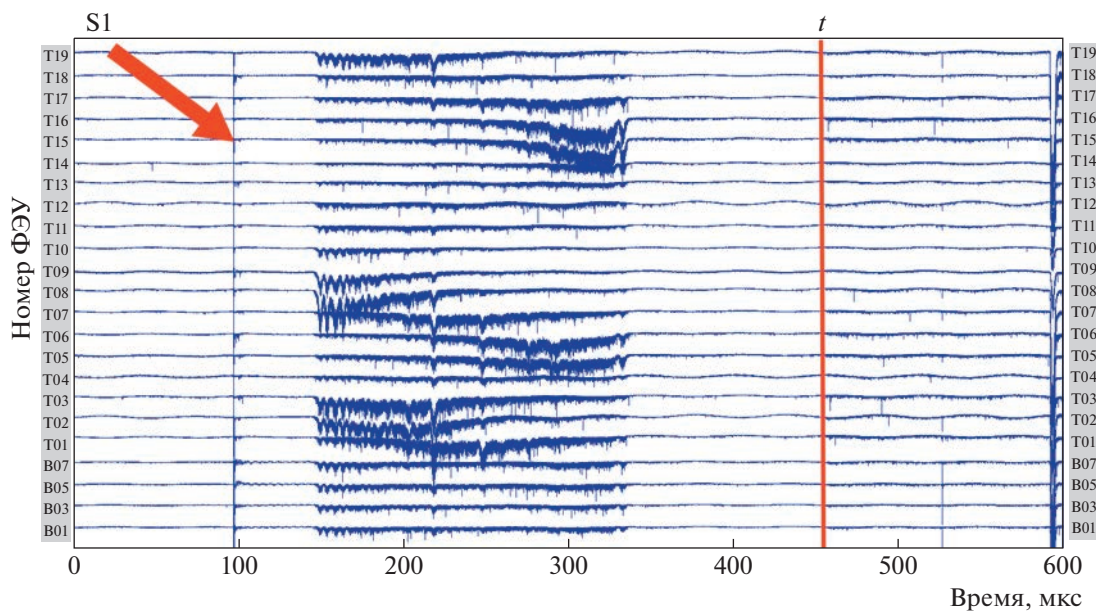


Рис. 5. Поканальные осциллограммы, зарегистрированные в РЭД-100 при “горизонтальном” пролете космического мюона в момент времени S1: электронный затвор открыт во временном интервале {0; S1}, “приоткрыт” на 10% во временном интервале {S1; 335 мкс}, электронный затвор полностью закрыт в момент времени по временной оси 335 мкс и полностью открыт в момент времени по временной оси 455 мкс.

t ; после чего заключительный отрезок времени после полного открытия затвора в момент времени $t = 450$ мкс на рис. 4 и $t = 455$ мкс на рис. 5.

Поканальные осциллограммы, записанные в указанных режимах, дают возможность опреде-

лить корреляцию положения первичного мюонного сигнала и центров последующей эмиссии одиночных электронов. Положение трека мюона определяется по форме поканальных осциллограмм от отдельных ФЭУ. Так, анализ временных

характеристик осциллограмм поканальных мюонных сигналов позволяет определить: проходил ли мюон через тефлоновый отражатель в дрейфовом объеме или пересекал сетчатый металлический катод. По времени начала электролюминесценции относительно момента появления сцинтилляции S1 можно определить, пересекал ли мюон поверхность жидкости. По задержке появления электролюминесцентного сигнала после триггерной сцинтилляционной вспышки относительно большой мощности можно оценить глубину, на которой возникли первичные электроны ионизации и ориентацию мюонного трека.

На рис. 4 инициированная мюоном электролюминесценция начинается одновременно со сцинтилляционной вспышкой в момент времени S1. Это означает, что мюон пересек свободную поверхность жидкого ксенона. При этом длительность электролюминесценции составляет 250 мкс, что равно максимальному времени дрейфа электронов через рабочий объем детектора. Это означает, что мюон пересек и катод детектора. Иными словами, в этом случае зарегистрирован “вертикальный” мюонный трек.

На рис. 5 появление электролюминесценции задержано относительно момента возникновения сцинтилляционной вспышки S1. Это означает, что мюон не пересекал поверхность раздела фаз. При этом длительность электролюминесценции ($\cong 200$ мкс) меньше полного времени дрейфа электронов через рабочий объем камеры, следовательно, мюон не пересекал и плоскость катода. Отсюда можно заключить, что рис. 5 демонстрирует сигнал РЭД-100 от “горизонтального” трека мюона.

Сравнение рис. 4 и 5 показывает, что координаты SE-сигналов после полного открытия затвора (вертикальная линия с отметкой t) коррелируют с положением трека мюона. Повышенная интенсивность SE-сигналов после полного открытия затвора наблюдается в тех же каналах, где перед этим наблюдалась интенсивная электролюминесценция, т.е. где была сосредоточена первичная ионизация от мюона и продуктов его взаимодействия с жидким ксеноном. При этом на осциллограммах рис. 4 не наблюдается увеличения интенсивности SE-сигналов в точках, соответствующих пересечению мюоном катода, а на рис. 5 отсутствует повышенная интенсивность SE-сигналов у краев рабочего объема, ограниченного тефлоновым отражателем, что свидетельствует о незначительной вероятности экстракции электронов из металлического сетчатого катода и тефлонового отражателя.

Средний ток SE-сигналов после момента времени t значительно выше интенсивности шума, наблюдаемого в тех же каналах до взаимодействия мюона с рабочим веществом детектора (до

момента S1), а по длительности существенно превышает максимальное время дрейфа квазисвободных электронов через рабочий объем детектора. Наблюдение “чистого” шума системы считывания сигналов по всем каналам в период времени $\{0; S1\}$ показывает, что характерное время генерации SE-шума в рабочем объеме детектора меньше величины $1/f_{\mu} \sim 25$ мс, где f_{μ} – средняя частота мюонных сигналов (см. разд. 4). Таким образом, мы приходим к заключению, что характерное время генерации SE-шума в рабочем объеме находится в миллисекундном диапазоне, а источники задержанной генерации одиночных электронов расположены в самом рабочем объеме детектора, заполненном жидким ксеноном. Аналогичное предположение о местонахождении основного источника SE-шума сделано и коллаборацией LZ [10].

5. РОЛЬ ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПРИМЕСЕЙ

Интенсивность SE-шума, возникающего после облучения жидкого ксенона энергичными частицами, коррелирует с содержанием электроотрицательных примесей в жидком ксеноне. На рис. 6 приведены значения среднего количества фотоэлектронов, регистрируемых всеми ФЭУ за максимальное время дрейфа 250 мкс (SPE/WF), в зависимости от времени жизни электронов до захвата их электроотрицательными примесями. Видно, что есть обратная корреляция между частотой SE-сигналов и чистотой жидкого Xe. Эта корреляция особенно значительна в диапазоне $\{0; 3\}$ мс. На связь между чистотой газа и темпом счета SE-сигналов есть указания и в работе [13]. При работе с достаточно чистым ксеноном (время жизни электронов до захвата электроотрицательными примесями > 1 мс) частота SE-шума в детекторе РЭД-100 с открытым электронным затвором составляет $f_0 \sim 200$ кГц.

Следует отметить, что доминирующей электроотрицательной примесью в жидком ксеноне является кислород. Мобильность отрицательных ионов кислорода, которые образуются молекулой кислорода, захватившей свободный электрон, в жидком ксеноне составляет $0.0005 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [14]. Такая чрезвычайно низкая подвижность связана с тем, что вокруг иона кислорода формируется массивный кластер из атомов ксенона, поляризованных полем электрона, находящегося на внешней оболочке иона кислорода. В дрейфовом поле 200 В/см в жидком ксеноне такой кластер дрейфует со скоростью порядка 1 мм/с. Это значит, что отрицательный ион кислорода, возникший вблизи катода РЭД-100 в результате захвата квазисвободного электрона, может дрейфовать через

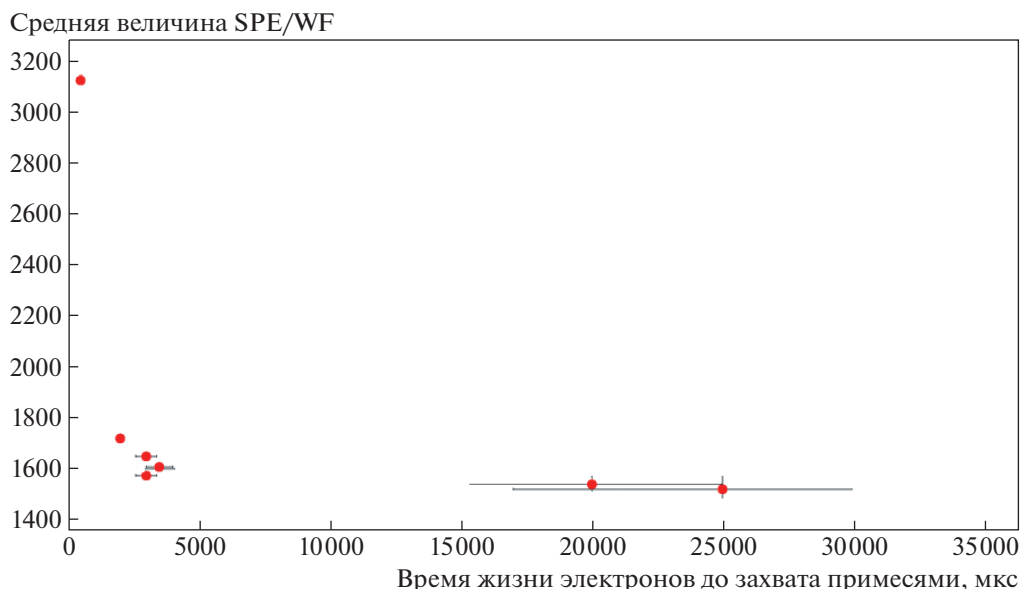


Рис. 6. Зависимость средней величины SPE/WF от времени жизни электронов до захвата электроотрицательными примесями в жидком ксеноне.

объем детектора РЭД-100 в течение ~ 7 мин! Связь электрона с молекулой кислорода в таком комплексе должна быть ослаблена за счет поляризационного взаимодействия электрона, находящегося на внешней оболочке иона O_2^- , с входящими в комплекс атомами ксенона. Это может приводить к отрыву электронов от ионов O_2^- за время дрейфа и появлению в объеме жидкого ксенона квазисвободных электронов, формирующих вторую компоненту SE-шума.

При ионизации жидкого ксенона энергичным мюоном возможно также образование метастабильных отрицательных ионов [15]. Девозбуждение последних также может приводить к появлению квазисвободных электронов в жидком ксеноне.

В работе [16] из-за наклона детектора наблюдалось смещение плотности SE-сигналов вдоль поверхности раздела фаз в направлении от центра анода с течением времени (в масштабе ~ 100 мкс) после крупного энерговыделения. Аналогичный эффект наблюдался и в детекторе РЭД-100 (рис. 7). Этот эффект, вероятно, связан с непараллельностью электродов и поверхности раздела фаз, что приводит к появлению тангенциальной (направленной вдоль поверхности раздела фаз) компоненты электрического поля и сносу электронов, задержанных под поверхностью раздела фаз потенциальным барьером, к краю анода, где формируется повышенная напряженность электрического поля, вытягивающего электроны из конденсированной фазы. Такой эффект был наглядно продемонстри-

рован в работе [17] при искусственных вариациях наклона эмиссионного детектора.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При использовании жидкого ксенона в качестве рабочего вещества эмиссионного детектора, работающего в наземных условиях, наблюдается два доминирующих источника SE-шума:

а) подповерхностные электроны, захваченные потенциальным барьером на границе раздела фаз (относительно слабоинтенсивный источник с характерными временами порядка времени жизни электронов до захвата электроотрицательными примесями);

б) сам рабочий объем детектора, заполненный жидким ксеноном, после облучения его мощным ионизирующим излучением космического происхождения (относительно интенсивный источник с характерными временами в миллисекундном диапазоне).

Вторая компонента SE-шума может быть связана с освобождением электронов отрицательными ионами O_2^- , дрейфующими в центре массивных комплексов поляризованных атомов ксенона, что ослабляет энергию связи электрона с молекулой кислорода.

Рабочий объем эмиссионного детектора РЭД-100, работающего в условиях наземной лаборатории и использующего жидкий ксенон в качестве рабочего вещества, является источником одноэлектронных шумовых сигналов с характерной частотой ~ 200 кГц при полностью открытом

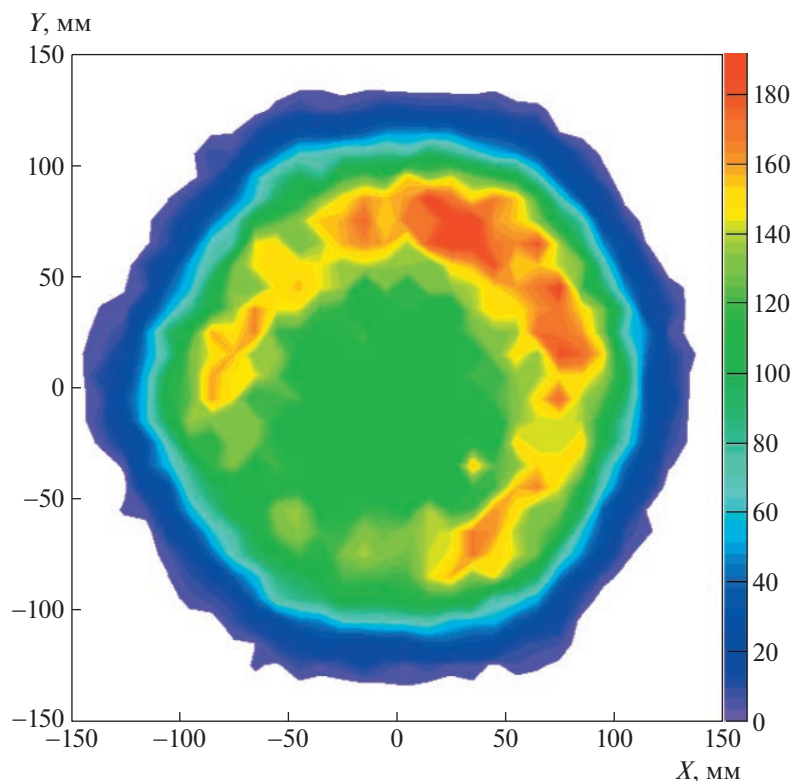


Рис. 7. Распределение плотности SE-сигналов по полю зрения детектора со смещением по линии ФЭУ с номерами T18–T12 в сторону ФЭУ № T12 (номера ФЭУ указаны на рис. 2).

электронном затворе. Включение затвора после прохождения энергичных космических мюонов понижает среднюю частоту SE-сигналов, однако при этом существенно увеличивается мертвое время детектора, так как для эффективной блокировки SE-сигналов необходимо включать затвор на несколько миллисекунд.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность Российскому научному фонду (контракт № 22-12-00082 от 13 мая 2022 года) за поддержку анализа полученных с детектором РЭД-100 экспериментальных данных.

Авторы благодарны проф. А.Г. Храпаку за обсуждение возможных механизмов образования одноэлектронного шума в жидком ксеноне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Долгошеин Б.А., Лебедеко В.Н., Родионов Б.У. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. № 4. С. 351.
2. Болоздыня А.И., Егоров О.К., Коршунов А.А., Мирошниченко В.П., Родионов Б.У., Соколов Л.И., Сосновцев В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. № 9. С. 401.
3. Bolozdynya A.I., Egorov O.K., Sokolov L.I., Miroshnichenko V.P., Rodionov B.U. *Solid State Nuclear Track Detectors* / Ed. by H. Francois, Oxford, NY.: Pergamon Press, 1980. P. 29–32.
4. Болоздыня А.И., Егоров О.К., Мирошниченко В.П., Родионов Б.У., Шувалова Е.Н. // Элементарные частицы и космические лучи. Вып. 5. М.: Атомиздат, 1980. С. 65–72.
5. APPEC Committee. Direct Detection of Dark Matter – APPEC Committee Report. arXiv:2104.07634v1 [hep-ex] 15 Apr 2021. 106 pp.
6. The RED-100 collaboration // JINST. 2020. V. 15. P02020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/P02020>
7. Болоздыня А.И., Егоров В.В., Калашников С.Д., Кривошеин С.Д., Мирошниченко В.П., Родионов Б.У. // ПТЭ. 1985. № 4. С. 43.
8. Bolozdynya A., Egorov V., Koutchenkov A., Safronov G., Smirnov G., Medved S., Morgunov V. // Nucl. Instrum. and Methods A. 1997. V. 385. P. 225.
9. Bolozdynya A.I. *Emission Detectors*. Singapore: World Scientific Publishing Company, 2010. <https://doi.org/10.1142/6984>
10. Akerib D., Alsum S., Boulton E.M., Boxer B., Brás P., Burdin S., Byram D., Carmona-Benitez M.C., Chan C., Cutter J.E., de Viveiros L., Druszkiewicz E., Fan A., Fiorucci S., Gaitskell R.J. et al. // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. P 092004. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.092004>
11. Акимов Д.Ю., Болоздыня А.И., Коновалов А.М., Кумпан А.В., Меликян Ю.А., Рудик Д.Г., Сосновцев В.В.,

- Хромов А.В., Шакиров А.В.* Патент RU 184222 U1. МПК G01T 1/00 (2006.01) // Оpubл. 18.10.2018. Бюл. № 29.
12. *Ницета Д.А.* Сигналы от одиночных электронов ионизации в детекторе РЭД-100. ВКР бакалавра. НИЯУ МИФИ, 2019.
13. *Sorenson P., Kamdin K.* // JINST. 2018. V. 13. P02032. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/02/P02032>
14. *Khrapak A.G., Volukhin K.F.* // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. № 2. С. 584.
15. *Christophorou L.G.* // Advances in Electronics and Electron Physics. 1978. V. 46. P. 55. [https://doi.org/10.106/s0065-2539\(08\)60411-4](https://doi.org/10.106/s0065-2539(08)60411-4)
16. *Akimov D.Yu., Belov V.A., Bolozdynya A.I., Burenkov A.A., Efremenko Yu.V., Etenko A.V., Kaplin V.A., Karelin A.K., Khromov A.V., Kirsanov M.A., Klimanov S.G., Kobayakin A.S., Konovalov A.M., Kovalenko A.G., Kuchenkov A.V. et al.* // JINST. 2016. V. 11. C03007. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/03/C03007>
17. *Анисимов С.Н., Болоздыня А.И., Стеханов В.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 3. С. 829.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.17

ВРЕМЕННОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЯ ПРОТОТИПОВ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ
ВОЛЬФРАМАТА СВИНЦА

© 2023 г. А. В. Акиндинов^а, К. А. Балыгин^а, Ю. В. Гришук^а, М. С. Ипполитов^{а,*}, В. А. Лебедев^а,
В. И. Манько^а, Ю. Г. Сибиряк^а, В. А. Арефьев^б, А. С. Водопьянов^б, Н. В. Горбунов^б,
Н. А. Кузьмин^б, П. В. Номоконов^б, Ю. П. Петухов^б, И. А. Руфанов^б, Д. В. Будников^с,
Д. В. Грачев^с, О. В. Вихлянцев^с, В. А. Деманов^с, Н. В. Завьялов^с, А. В. Курякин^с, А. Д. Тумкин^с,
С. В. Фильчагин^с, Г. А. Шмонин^с

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^бОбъединенный институт ядерных исследований
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^сРФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики
Россия, 607188, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37

*e-mail: Mikhail.Ippolitov@cern.ch, Ippolitov_MS@nrcki.ru

Поступила в редакцию 28.06.2022 г.

После доработки 26.07.2022 г.

Принята к публикации 26.09.2022 г.

Приведены результаты измерений временного и энергетического разрешений для четырех прототипов электромагнитного калориметра PHOS эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере ЦЕРН. Каждый из прототипов состоит из девяти одинаковых детектирующих элементов, собранных в виде матрицы 3×3 . Основой детектирующего элемента является неорганический сцинтиллирующий кристалл вольфрамата свинца $PbWO_4$ длиной 180 мм с поперечным сечением 22×22 мм², просматриваемый с торца фотодетектором. В качестве фотодетекторов использовались лавинные фотодиоды и кремниевые фотоумножители различной чувствительной площади (Hamamatsu, Япония). Измерения проведены при температуре 17.5°C на электронной компоненте вторичных пучков частиц протонного синхротрона PS в ЦЕРН в диапазоне импульсов от 1 до 10 ГэВ/с.

DOI: 10.31857/S0032816223010032, EDN: PUQOZI

1. ВВЕДЕНИЕ

Некоторые характеристики кварк-глюонной плазмы, образование которой происходит в столкновениях ядер высоких энергий, могут быть определены по не искажаемым сильным взаимодействием электромагнитным сигналам, например, по спектрам прямых термальных фотонов. Для измерения спектров таких фотонов и нейтральных π - и η -мезонов был создан многоканальный электромагнитный калориметр PHOS (PHOton Spectrometer) [1], входящий в состав эксперимента ALICE [2] на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН. В создании PHOS основную роль играли сотрудники НИЦ “Курчатовский институт”, ОИЯИ (г. Дубна) и ВНИИЭФ (г. Саров).

Электромагнитные калориметры, измеряющие полную энергию частиц, образующих электромагнитный ливень, являются неотъемлемой

частью большинства экспериментов в физике высоких энергий [3–5]. Такие калориметры представляют собой сегментированные в поперечном направлении системы с большим количеством каналов или детектирующих элементов (ДЭ). Как правило, длина рабочего вещества ДЭ электромагнитного калориметра эквивалентна ~ 20 радиационным длинам X_0 , поперечные размеры выбираются близкими к радиусу Мольера R_m . При таких размерах энергия электромагнитного ливня практически полностью поглощается в нескольких соседних ДЭ, что позволяет определить не только энергию, но и координату попадания частицы, вызвавшей ливень. Основой ДЭ служит вещество с высокими значениями плотности и заряда ядра, что обеспечивает минимальные значения X_0 и R_m и, следовательно, компактность детектора.

В последнее время в электромагнитной калориметрии широко используются сцинтиллирую-

щие кристаллы вольфрамата свинца $PbWO_4$ (далее PWO), обладающие достаточно малыми значениями X_0 и R_m : $X_0 = 0.9$ см и $R_m = 2$ см. Кристаллы PWO с поперечным сечением 22×22 мм² и длиной 180 мм являются основой ДЭ электромагнитного калориметра PHOS ядерно-физического эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН. Свет сцинтилляций, образованный частицами электромагнитного ливня в кристалле, преобразуется в электрический сигнал лавинным фотодиодом (ЛФД), установленным на торце кристалла. В ДЭ PHOS используются ЛФД типа S8148 (S8664-55) производства фирмы Hamamatsu [6] с размером чувствительной области 5×5 мм. Преобразование токового сигнала ЛФД в импульс напряжения осуществляется малошумящим зарядочувствительным предусилителем (ЗЧП) [7]. Дальнейшая обработка сигнала происходит в картах считывающей электроники [8], каждая из которых обеспечивает оцифровку формы сигнала (так называемое сэмплирование (sampling)) с частотой 10 МГц, первичную обработку и передачу данных для 32-х детектирующих элементов. При off-line анализе по кодам восстанавливается форма импульса, по которой вычисляется амплитуда сигнала и ее положение во времени.

Считывающая электроника позволяет проводить измерения в диапазоне выделенной в ДЭ энергии от 5 МэВ до 80 ГэВ. При этом обеспечивается хорошее энергетическое разрешение, но время прихода сигнала можно определить с точностью, приблизительно равной 8 нс, при выделенной энергии 1 ГэВ.

Важнейшей физической задачей PHOS является измерение так называемых прямых термальных фотонов, испускаемых кварк-глюонной плазмой, образующейся при столкновении ядер высоких энергий. Многие систематические ошибки измерения спектров прямых фотонов определяются точностью измерения выхода π^0 -мезонов [9], которая зависит от разрешений калориметра по двухфотонной инвариантной массе и времени. Для улучшения точности выделения прямых фотонов на фоне γ -квантов из распада нейтральных мезонов детектирующие элементы охлаждаются до температуры -25°C . По сравнению с работой при комнатной температуре это позволило значительно снизить шумы электронного канала и повысить световых выход кристаллов PWO в ~ 3 раза [1]. Оба этих фактора улучшают разрешение по инвариантной массе. Кроме того, рабочая температура -25°C легко достигается стандартными промышленными методами охлаждения. Улучшение временного разрешения уменьшает неопределенности, связанные с ошибочной идентификацией нейтронов и антинейтронов как фотонов. Отметим, что ввиду достаточно сильной

температурной зависимости коэффициента усиления ЛФД и световых выходов кристаллов температура ДЭ должна поддерживаться с точностью лучше 0.3°C , что требует наличия системы термостабилизации.

Работа при отрицательной температуре требует поддержания влажности в объеме спектрометра ниже точки росы. Для этого модули PHOS герметизируются, а их внутренний объем заполняется сухим азотом. Отметим, что герметизация объема спектрометра создает значительные трудности при обслуживании электроники PHOS, которая также находится внутри герметичного объема, вне холодной зоны, при комнатной температуре.

Использование малошумящей электроники вместе с охлаждением ДЭ позволяет получить разрешение по инвариантной массе двух γ -квантов лучше 5 МэВ/ c^2 [9].

В настоящее время планируется модернизация ДЭ PHOS. Одной из основных целей модернизации является улучшение временного разрешения σ_t от ~ 8 до 0.5 нс при выделенной энергии электромагнитного ливня в ДЭ (энерговыведении) 1 ГэВ. Для этого планируется замена фотодетектора и карт считывающей электроники. Рассматриваются фотодетекторы различных типов: ЛФД большей площади, кремниевые фотоумножители. Исследуются варианты решений, позволяющие эксплуатировать PHOS без ухудшения основных характеристик при комнатной температуре. При этом основа ДЭ – кристалл вольфрамата свинца – остается без изменений, а ЗЧП производится с учетом наличия современной компонентной базы и геометрии контактов новых фотодетекторов. Принципиальная схема ЗЧП практически не изменяется.

В данной работе приводятся экспериментальные результаты измерения энергетического и временного разрешений четырех прототипов электромагнитного калориметра PHOS, проведенные при положительной температуре $+17.58^\circ\text{C}$. Для экспериментов на пучке было изготовлено по девять ДЭ для каждого прототипа калориметра PHOS. Прототипы отличались типом фотодетектора в ДЭ.

Измерения были проведены в 2017 г. на вторичных пучках T9 в East Hall синхротрона PS ЦЕРН в диапазоне импульсов $1-10$ ГэВ/ c . Специально для измерений был разработан и изготовлен ряд электронных карт и блоков: ЗЧП, компараторов с низким порогом и другой вспомогательной электроники, обеспечивших проведение высокоточных спектрометрических и временных измерений. Подробное описание этих карт и блоков не входит в задачи данной работы и будет приведено в отдельной статье.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Описание детектирующих элементов и прототипов калориметра

Детектирующие элементы (рис. 1а), из которых собирались все исследованные в данной работе прототипы калориметра RHOS, состояли из кристалла вольфрамата свинца в форме прямоугольного параллелепипеда сечением $22 \times 22 \text{ мм}^2$ и длиной 180 мм, фотодетектора и ЗЧП. При этом в каждом прототипе формировалась прямоугольная матрица из девяти ДЭ размерностью 3×3 (сборка 3×3).

Для размещения прототипов использовался термостат калориметра на 256 каналов (сборка 16×16), описанный в [7]. С целью сглаживания температурных колебаний оставшийся свободный объем термостата был заполнен ДЭ RHOS, отключенными от питания. Так же как и в действующем RHOS, поддержание стабильной температуры ДЭ обеспечивалось прокачкой охлаждающей жидкости C_6F_{14} внутри термостата. Стабильность температуры достигалась периодическим охлаждением этой жидкости или ее нагревом. Гистограмма распределения температуры, набранная в процессе измерений, имеет колоколообразную форму со средним значением температуры 17.58°C и среднеквадратичным отклонением 0.06°C . Подгонка распределением Гаусса дает среднее значение температуры 17.58°C и дисперсию 0.03°C . Подробное описание системы охлаждения и термостабилизации приведено в [7].

В качестве фотодетекторов три прототипа содержали ЛФД и один прототип – матрицы из кремниевых фотоэлектронных умножителей (Si-ФЭУ). Отметим, что фотодетекторы в каждой сборке были подобраны так, что позволяли использовать общее для всех ДЭ сборки напряжение смещения. Фотодетекторы впаивались в печатные платы площадью $19 \times 19 \text{ мм}^2$, на обратной стороне которых были смонтированы ЗЧП, а в случае Si-ФЭУ – схемы подачи питания и съема сигнала. Печатные платы вклеивались в опорную рамку-экран из алюминия. Пример такой сборки приведен на рис. 1б.

В первой так называемой “контрольной” сборке были применены ЗЧП действующего RHOS с ЛФД Hamamatsu S8664-55 с чувствительной площадью $5 \times 5 \text{ мм}^2$.

Во второй сборке (А) устанавливались детектирующие элементы с ЛФД Hamamatsu S8664-1010 с чувствительной площадью $10 \times 10 \text{ мм}^2$ производства 2016 г. (см. рис. 1), использованные в [10]. Предусилители были того же типа, что и в контрольной сборке. Из-за отличия геометрии контактов ЛФД S8664-1010 и S8664-55 соединение их с предусилителем осуществлялось при помощи разработанной переходной платы.

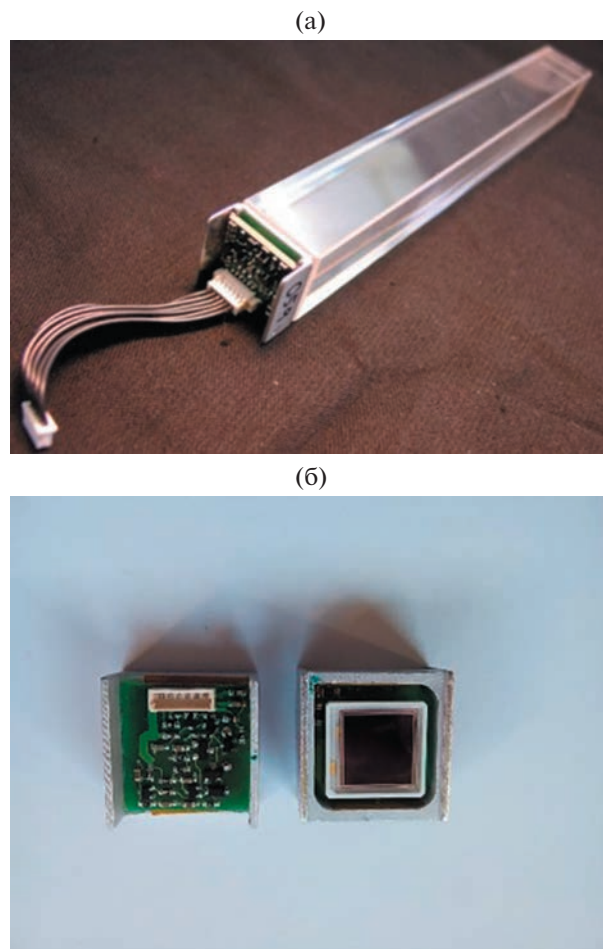


Рис. 1. Фотография: а – детектирующего элемента RHOS в сборе; б – детали из печатной платы с ЗЧП и ЛФД Hamamatsu S8664-1010 с чувствительной площадью $10 \times 10 \text{ мм}^2$ для прототипа Б, плата вклеена в опорную рамку (слева – вид со стороны ЗЧП, справа – вид со стороны чувствительной области ЛФД).

Для третьей сборки (Б), изготовленной в 2017 г., были также использованы ЛФД Hamamatsu S8664-1010 с площадью чувствительной области $10 \times 10 \text{ мм}^2$, произведенные в 2017 г. Для них был разработан и изготовлен ЗЧП, аналогичный контрольному, но с учетом новой геометрии ЛФД. Зарядовая чувствительность нового ЗЧП оказалась примерно на 30% меньше по сравнению с ЗЧП для S8664-55, что можно объяснить увеличением паразитных емкостей, вызванным новой топологией разводки платы ЗЧП. Отметим, что токи утечки ЛФД сборки Б были меньше, чем сборки А.

В четвертой сборке (сборка с Si-ФЭУ) в качестве фотодетектора использовались матрицы 2×2 , собранные в Hamamatsu из Si-ФЭУ типа MPPC S12572-015C [11]. Эти Si-ФЭУ, отобранные в состав матриц, имеют близкие напряжения пита-

ния, размеры микроячеек в них 15×15 мкм, чувствительная площадь окна 3×3 мм². Si-ФЭУ в матрице электрически соединены параллельно. Общая площадь чувствительной области матрицы 2×2 составляет 6×6 мм². Близкие характеристики всех использованных Si-ФЭУ позволили применить одинаковое напряжение питания для всех матриц. Для подачи напряжения и съема сигналов с матрицы Si-ФЭУ была разработана печатная плата площадью 19×19 мм².

Механическое соединение кристалла и фотодетектора в ДЭ обеспечивалось их склейкой по всей площади фотодетектора при помощи оптического клея Cargille Meltmount Quick Stick™ производства Cargille Laboratories, США [12], который при нагревании становится жидким. Клей, кристалл, рамка с ЗЧП и ЛФД нагревались до $+70^\circ\text{C}$, после чего клей наносился на склеиваемые поверхности элементов, которые соединялись и фиксировались на время охлаждения. В процессе охлаждения до комнатной температуры клей отвердевал, образуя механическую связь фотодетектора и кристалла, обеспечивая оптическое соединение с показателем преломления $n_d = 1.704$. Разработанная технология сборки и склейки обеспечивала толщину слоя клея ~ 100 мкм.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПУЧКОВЫХ ИСПЫТАНИЙ

Главной целью пучковых испытаний было определение временного и энергетического разрешений для сборки Б и временных разрешений ДЭ для остальных сборок. Основной массив данных был набран для сборки Б. Спектрометрические свойства остальных сборок были подробно изучены в 2016 г. и частично опубликованы в [10].

Отметим, что для измерения временных характеристик ДЭ достаточно иметь один детектирующий элемент, в то время как для измерения энергетического разрешения прототипа необходима сборка из девяти элементов (в виде массива 3×3). Это связано с тем, что при выбранных геометрических размерах энергии электромагнитного ливня выделяется в нескольких соседних ДЭ.

При измерениях прототип со сборками помещался на дистанционно-управляемый стол с возможностью перемещения по горизонтальной и вертикальной осям. Стол использовался для юстировки сборок относительно пучка частиц и перемещения исследуемой сборки под пучок. Поперечные размеры счетчиков триггера и регулировка положения фокуса пучка позволяли в одном сеансе измерений облучать электронами все девять ДЭ сборки, находящейся под пучком (облучение так называемым “широким пучком”).

На ДЭ сборки напряжение смещения подавалось от высоковольтного источника питания – пикоамперметра Keithley-6487.

3.1. Описание триггера эксперимента

Триггер эксперимента служил для синхронизации времени обработки и записи сигналов от всех ДЭ исследуемой сборки с временем попадания электрона в сборку и идентификации электронов в пучке.

Электроны вторичного пучка образуются в основном в результате конверсии γ -квантов в электрон-позитронную пару при распаде нейтрального π -мезона, образующегося в результате ядерного взаимодействия первичного пучка протонов PS с импульсом 24 ГэВ/с с мишенью. Выбор импульса частицы осуществлялся магнитным трактом пучка Т9, состоявшим из 11-ти магнитов различных типов. Магнитная система позволяет проводить отбор частиц только по их импульсу и заряду. Из-за того что в результате взаимодействия в мишени образуется множество других заряженных частиц (протоны, заряженные π -мезоны, каоны, мюоны и др.), необходима не только синхронизация с временем попадания частицы в калориметр, но и идентификация частицы.

Для этого перед калориметром были установлены пороговый газовый счетчик Черенкова длиной 4 м и два быстрых сцинтилляционных счетчика – стартовый и антифоновый. Изменением давления газа в счетчике обеспечивалось получение сигнала от счетчика только от электронов в пучке при всех использованных на Т9 импульсах. Антифоновый счетчик с поперечным размером 4×4 см² и толщиной 1 см служил для уменьшения количества случайных сбоев и подавления фона частиц гало пучка. Сигналы от стартового счетчика с размерами $2 \times 2 \times 10$ см использовались для временных измерений. Сцинтиллятор в счетчике просматривался с двух торцов быстрыми вакуумными ФЭУ. В черенковском и антифоновом счетчиках были также использованы ФЭУ. Для разветвления и формирования сигналов использовались коммерческие блоки в стандарте NIM. Триггерным сигналом являлся сигнал совпадения S_1 , S_2 , C и S_A , где S_1 и S_2 – сигналы от ФЭУ стартового счетчика, C и S_A – сигналы от черенковского и антифоновых счетчиков соответственно. В каналах стартового счетчика использовались формователи со следящим порогом типа N605 производства CAEN, Италия. Триггерный сигнал был привязан по времени к сигналу S_1 от одного из ФЭУ стартового счетчика. Применение быстрого пластика, быстрых ФЭУ и формователей со следящим порогом в каналах стартового счетчика обеспечили точность временной привязки триггерного сигнала 120 пс.

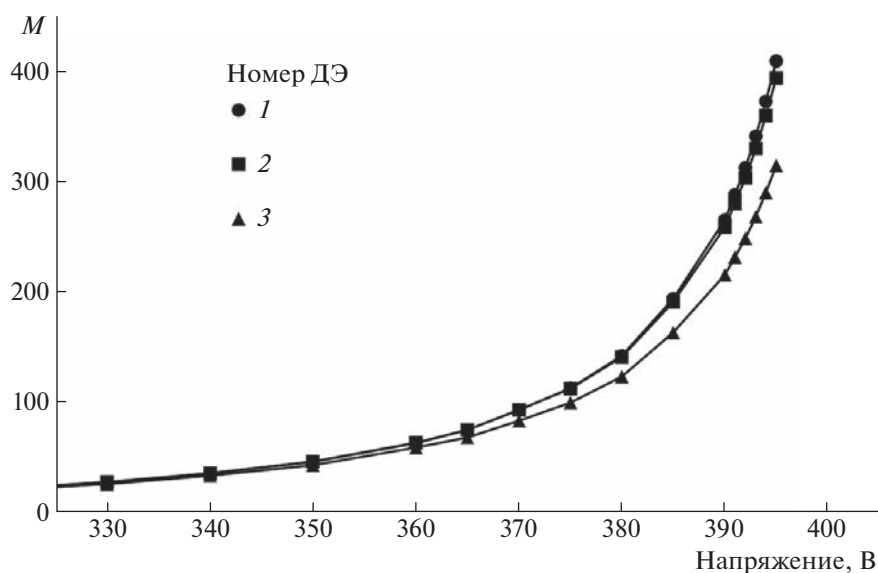


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления M от напряжения на ЛФД при комнатной температуре. Представлены результаты для ДЭ центрального столбца сборки Б. 2 – центральный ДЭ; 1 и 3 – верхний и нижний ДЭ, соответственно. Для наглядности точки соединены прямыми линиями.

Для оцифровки сигналов и временных измерений был использован модернизированный 16-канальный блок амплитудно-временных измерений TQDC16VS-E, разработанный в ОИЯИ [13].

Программы системы сбора данных MIDAS [14] были реализованы на персональном компьютере под управлением операционной системы Линукс CentOS 7. Компьютер имел две сетевые карты, одна из которых служила для подключения к глобальной сети, а вторая использовалась во внутренней локальной сети, к которой подключался блок электроники TQDC16VS-E. Считывание информации с блока было синхронизовано с сигналом триггера.

Для быстрой off-line обработки использовался программный пакет ROOT [15].

3.2. Выбор напряжения смещения

Выбор напряжения смещения, т.е. по сути коэффициента усиления M лавинного фотодиода, очень важен для получения требуемых характеристик ДЭ. Повышение напряжения смещения ЛФД (особенно при приближении к точке пробоя) приводит к резкому росту M , что предъявляет повышенные требования к стабильности напряжения смещения и температуры ЛФД. Кроме того, с ростом напряжения увеличивается так называемый шумовой член, учитывающий флуктуации M , и возрастают паразитные токи. Оба этих эффекта приводят к ухудшению энергетического разрешения. Производитель рекомендует работу ЛФД при напряжении, соответствующем $M = 50$. Отметим, что выбор рабочего значения M опреде-

ляется требуемыми характеристиками детектора. При этом работа при других значениях M , в том числе и при $M > 50$, возможна и должна быть экспериментально обоснована. Положительным моментом работы при повышенном значении M является увеличение крутизны фронта сигнала от ЗЧП, что приводит к улучшению временного разрешения.

Для ЛФД производства 2016 г. напряжение смещения, соответствующее $M = 50$, имело среднее значение 351.6 В, разброс напряжения питания составлял от 349.2 до 352 В. Для ЛФД, изготовленных в 2017 г., разброс напряжения питания для $M = 50$ несколько больше – от 352.9 до 360.6 В при среднем значении 357.7 В. На рис. 2 приведены характерные зависимости коэффициента усиления ЛФД от напряжения в диапазоне 330–395 В. Все измерения были проведены в диапазоне напряжений 330–395 В, коэффициент усиления M нормировался на единицу при напряжении 30 В. Измерения проведены при комнатной температуре с использованием светодиода, освещавшего открытый торец ДЭ.

Относительно небольшой разброс напряжений питания для обеих сборок позволил использовать одинаковое напряжение на всех ДЭ сборки. Типичное значение темнового тока ЛФД сборки Б было в диапазоне 3–4 нА. Темновые токи сборки А были несколько больше – в пределах 4–6 нА. Темновые токи соответствуют напряжению для $M = 50$.

Напряжение смещения в контрольной сборке, как и в действующем RHOS, устанавливалось для значения $M = 50$. Напряжение питания для сбор-

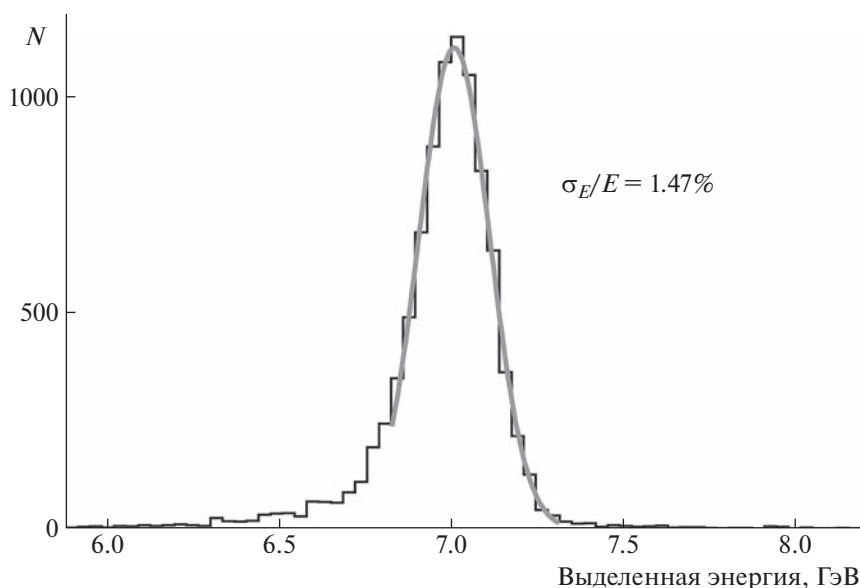


Рис. 3. Гистограмма суммарного энерговыделения в сборке 3×3 . Сплошная линия – подгонка гистограммы распределением Гаусса. Представлены результаты измерений 2017 г. с ЛФД $10 \times 10 \text{ мм}^2$ при температуре $+17.58^\circ\text{C}$ и энергии пучка 7 ГэВ.

ки матриц Si-ФЭУ устанавливалось, согласно рекомендациям производителя.

3.3. Энергетическое разрешение

Импульсное разрешение частиц пучка определялось шириной щели горизонтального коллиматора, которая в экспериментах составляла 6 мм. Такая величина щели соответствует $\Delta P/P = 0.6\%$, где ΔP и P – соответственно полный разброс и среднее значение импульса пучка. Сборки облучались “широким” пучком, т.е. пучком, полная ширина которого определялась поперечными размерами счетчика S_A и положением фокуса пучка. Положение фокуса выбиралось таким образом, чтобы при всех импульсах пучка обеспечивалось облучение всех ДЭ сборки.

Энергетическое разрешение сборки при энергии E определялось по результатам проведения следующих этапов [16].

1) Проводилась относительная калибровка всех ДЭ, для чего определялась максимальная амплитуда в каждом ДЭ. По этой амплитуде определялись относительные коэффициенты усиления: $g_i = A_i/A_c$, где A_i – максимальная амплитуда i -го ДЭ, A_c – максимальная амплитуда центрального ДЭ.

2) Проводился отбор центральных событий, отвечающих попаданию электрона в центр сборки (квадрат 14×14 мм относительно продольной оси центрального ДЭ). Для каждого центрального события определялось энерговыделение как $E = \sum g_i A_i$, ($i = 1, \dots, 9$). По суммарному энерговыделению заполнялась гистограмма событий, кото-

рая имела вид распределения Гаусса (рис. 3) с затянутым (из-за утечек энергии электромагнитного ливня) в сторону малых энергий “хвостом” и максимумом, соответствующим энергии E .

3) Гистограмма подгонялась распределением Гаусса со средним значением E и дисперсией σ_E , отношение σ_E/E является относительным энергетическим разрешением при энергии E (см. рис. 3).

Следует отметить, что при описанном выше отборе центральных событий основная часть (от 70 до 80%) энергии электромагнитного ливня выделяется в центральном ДЭ [1], а остальная энергия – в соседних ДЭ сборки. Следовательно, энергетическое разрешение во многом определяется центральным ДЭ.

Зависимость относительного энергетического разрешения от энергии пучка приведена на рис. 4 вместе с результатами подгонки для сборок с лавинными фотодиодами. Кривые подгонялись по следующей формуле [10]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{E}\right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + c^2}, \quad (1)$$

где E , ГэВ – энергия; a – константа, связанная с шумами электроники; b – так называемый стохастический член, связанный с флуктуациями электромагнитного ливня и статистикой фотоэлектронов; c – константа, зависящая от интеркалибровки ДЭ и неоднородностей структуры калориметра [1, 2]. Отметим, что стохастический член накладывает принципиальные ограничения на величину относительного энергетического разрешения. Результаты подгонки эксперимен-

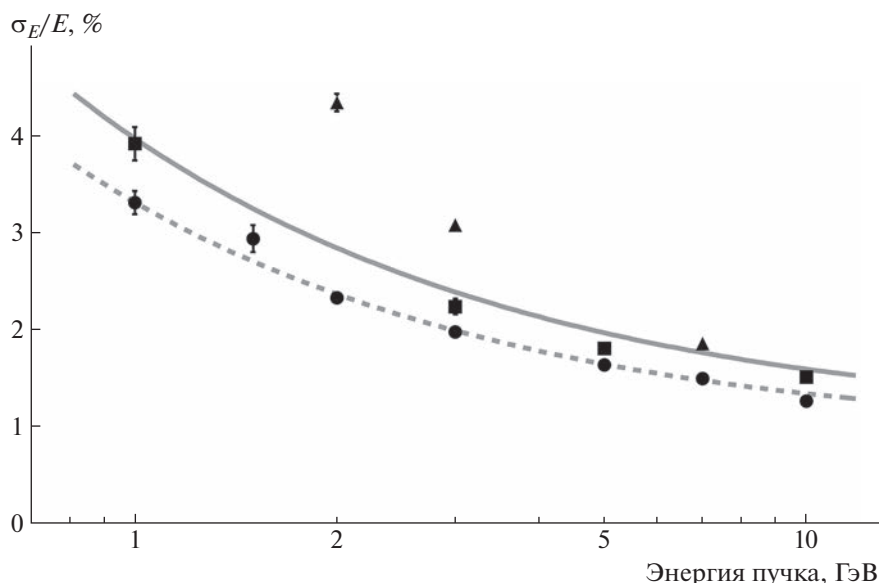


Рис. 4. Зависимости относительного энергетического разрешения от энергии электронов. Треугольники – результаты измерений с ЛФД $5 \times 5 \text{ мм}^2$ при $+17.58^\circ\text{C}$, сплошная линия – результаты подгонки формулой (1) энергетического разрешения действующего РНОС с ЛФД $5 \times 5 \text{ мм}^2$, полученные при -25°C в [7]; квадраты – результаты для сборки А при $+17.5^\circ\text{C}$ опубликованные в [10]; кружки – результаты для сборки Б при температуре $+17.58^\circ\text{C}$. Штриховая линия – результаты подгонки этих данных формулой (1).

тальных данных для сборки Б дали следующие значения параметров: $a = 1.17 \pm 0.07$, $b = 2.94 \pm 0.20$ и $c = 0.96 \pm 0.08$.

Процедура измерения энергетического разрешения “широким” пучком была подтверждена в 2017 г. экспериментально при энергии 7 ГэВ. Для этого были выполнены измерения с так называемым “узким” пучком, т.е. с пучком с меньшим по сравнению с ДЭ поперечным сечением. В этих измерениях с триггер был включен сцинтилляционный счетчик с поперечным сечением $1 \times 1 \text{ см}^2$, определявший сечение пучка. По результатам измерений обоими методами получены одинаковые в пределах ошибок измерений значения относительного энергетического разрешения.

Для определения рабочего диапазона коэффициента усиления M , в котором можно работать без ухудшения энергетического разрешения с имеющейся в РНОС системой термостабилизации и источниками напряжения смещения ЛФД, при энергии 3 ГэВ были измерены относительные энергетические разрешения в диапазоне значений M от 50 до 300 для центрального ДЭ. Ре-

зультаты измерений представлены в табл. 1. В пределах статистических неопределенностей не обнаружено увеличения $\sigma(E)/E$ при росте M до 183. Показано значительное, статистически значимое, ухудшение энергетического разрешения при $M = 258$.

3.4. Временное разрешение детектирующих элементов

Временное разрешение σ_t определялось для отдельного ДЭ. Во временном канале использовалась модернизированная версия компараторов, описанных в [16], с минимальным порогом срабатывания 2 мВ. Временные характеристики вычислялись из тех же данных, что и энергетическое разрешение. При изучении временных свойств в диапазоне энергоснабжения 1–1.5 ГэВ брались данные, полученные при импульсе пучка в диапазоне 1.5–3 ГэВ/с. Такой выбор значений импульса позволяет определить с хорошей точностью временное разрешение при энергоснабжении 1 ГэВ в ДЭ в условиях ограниченного времени ра-

Таблица 1. Значения относительного энергетического разрешения сборки Б при разных значениях напряжения. Для ориентировки указан коэффициент усиления M центрального ДЭ. Энергия пучка 3 ГэВ

$U, \text{ В}$	355	365	375	385	390
M	50	74	101	183	258
$\sigma_E/E, \%$	1.95 ± 0.06	1.96 ± 0.05	1.97 ± 0.06	2.03 ± 0.03	2.13 ± 0.03

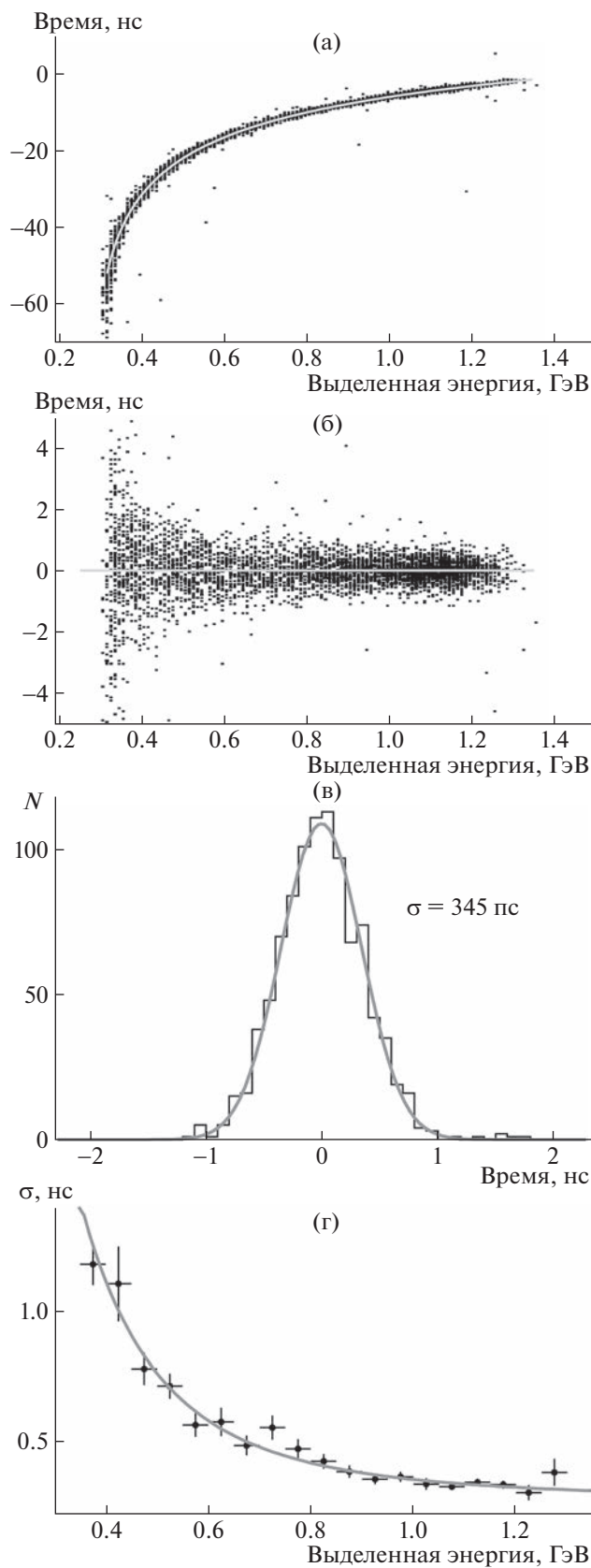


Рис. 5. а – двумерная зависимость энерговыделения в ДЭ от времени до коррекции; б – распределение, скорректированное на зависимость времени от амплитуды; в – одномерные распределения числа событий от времени для энерговыделения 1 ГэВ; г – зависимость временного разрешения ДЭ от энерговыделения. Данные приведены для ДЭ с коэффициентом усиления ЛФД $M = 140$ при $U = 380$ В. Энергия пучка 1.5 ГэВ.

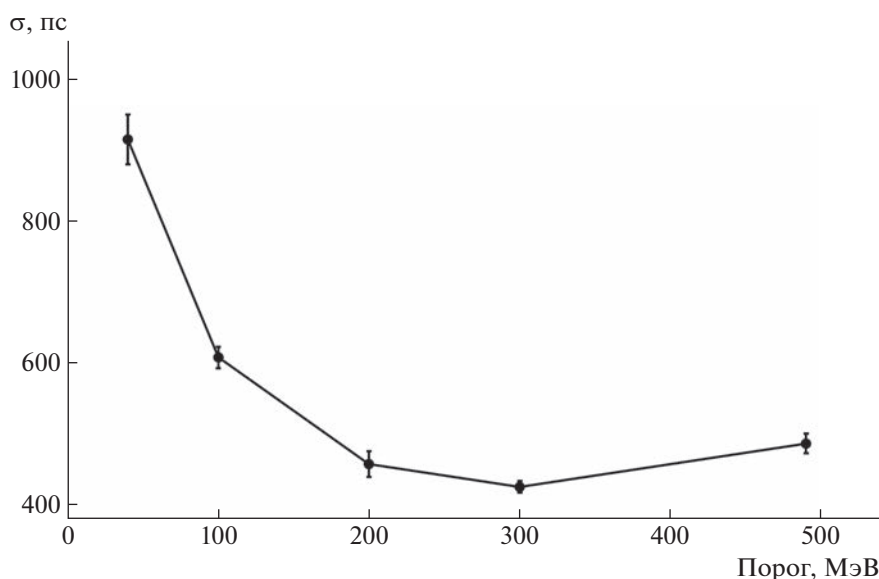


Рис. 6. Зависимость временного разрешения центрального ДЭ от величины порога компараторов в энергетическом эквиваленте. Энерговыведение в ДЭ 1 ГэВ. $U = 375$ В. Энергия пучка 3 ГэВ. Сборка Б.

боты на пучке. Отметим, что получены аналогичные временные свойства сборок А и Б. Мы в этой работе приводим результаты для сборки Б.

Для определения временного разрешения применялась следующая процедура [17]. Строилось двумерное распределение зависимости разности между временем триггера и временем срабатывания ДЭ (далее просто времени t) от выделенной энергии. Пример такого распределения для энергии пучка 1.5 ГэВ приведен на рис. 5а. Кривая отображает тот факт, что чем меньше амплитуда сигнала, тем с большим запаздыванием вырабатывается временной сигнал. Для устранения зависимости времени срабатывания от амплитуды была проведена коррекция наклона этой кривой. Для этого двумерная зависимость была подогнана степенной функцией (сплошная линия на рис. 5а):

$$t = p_0 - p_1(E - p_3)^{-p_2}, \quad (2)$$

где t – время, E – выделенная энергия, p_0 – p_3 – параметры, определяемые из погонки. Затем, со-

Таблица 2. Временное разрешение при разных M для центрального ДЭ

$M(U, В)$	$\sigma, пс$
50 (355)	805 ± 49
101 (375)	420 ± 15
140 (380)	361 ± 9
183 (385)	349 ± 8

Примечание. Энерговыведение 1 ГэВ. Сборка ЛФД 2017 г.

гласно найденным параметрам, распределение было откорректировано согласно (2), что привело к выпрямлению зависимости (см. рис. 5б).

Для каждого бина по выделенной энергии из откорректированного распределения были вычислены одномерные распределения числа событий от времени, которые подгонялись распределением Гаусса (см. рис. 5в). На рис. 5г приведена зависимость дисперсии распределения Гаусса, которая в основном определяет временное разрешение ДЭ от энерговыведения. Кривая на рис. 5г – результат подгонки 4-параметрической функцией вида

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{A_{SQ}}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{A_1}{E}\right)^2 + \left(\frac{A_2}{E^2}\right)^2} + A_0. \quad (3)$$

Временное разрешение зависит от порога компараторов, используемых в блоках электроники. На рис. 6 приведена зависимость временного разрешения для центрального ДЭ от энергетического эквивалента величины порога компаратора для сборки Б при энергии пучка 3 ГэВ и $M = 101$. В этой работе приводятся значения временного разрешения ДЭ, полученные при величине порога компараторов, эквивалентной энергии 300 МэВ.

Временное разрешение определяется уровнем шума и крутизной фронта сигнала. Последняя определяется, в том числе, коэффициентом усиления МЛФД. Были проведены измерения σ , для разных значений M . В табл. 2 приведены результаты измерений временного разрешения σ , для центрального ДЭ сборки Б при разных порогах компараторов в энергетическом эквиваленте.

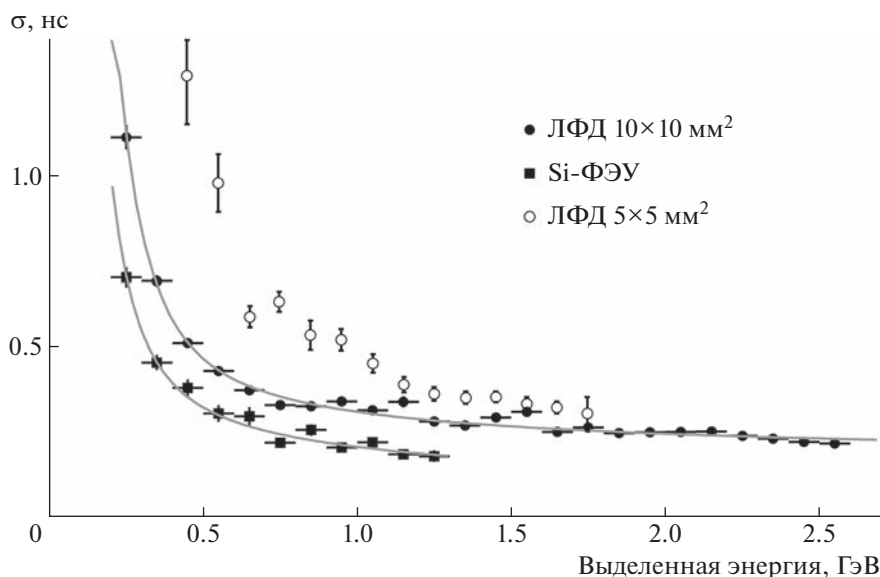


Рис. 7. Зависимость временного разрешения от энергосвыделения для ДЭ с различными фотодетекторами. Светлые кружки — данные из работы [18] для ДЭ действующего PHOS при $M = 50$ и $T = -25^\circ\text{C}$, полученные с использованием ДЭ действующего PHOS и электроникой, описанной в [18]; темные кружки — данные для сборки Б, энергия пучка 3 ГэВ, $M = 140$; черные квадраты — сборка Si-ФЭУ, энергия пучка 1.5 ГэВ. Кривые — результаты подгонки экспериментальных данных формулой (3).

Также было измерено временное разрешение для ДЭ из контрольной сборки и сборки Si-ФЭУ. Результаты измерений приведены на рис. 7.

Временное разрешение ДЭ из сборки Si-ФЭУ оказалось лучше 300 пс. Временные разрешения для ДЭ с разными фотодетекторами приведены на рис. 7.

Все данные по временным измерениям не корректировались на временное разрешение триггера, которое определялось стартовым счетчиком и привязано к сигналу S_1 от ФЭУ. Временное разрешение триггера оценивается как $\sigma_{TR} = 120$ пс.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты пучковых испытаний четырех прототипов электромагнитного калориметра PHOS эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере LHC в ЦЕРН. Прототипы представляли собой массив (сборку) размерностью 3×3 из детектирующих элементов с различными фотодетекторами. В качестве фотодетекторов использовались лавинные фотодиоды S8148 (S8664-55) и S8664-1010 с площадью чувствительной области 25 и 100 мм², соответственно. В одном из прототипов использовались матрицы 2×2 , собранные из кремниевых фотоумножителей типа MPPC S12572-015C. Применялись фотодетекторы производства фирмы Hamamatsu, Япония.

Были получены кривые энергетического разрешения сборок и временное разрешение ДЭ в

диапазоне импульсов пучка от 1 до 10 ГэВ/с. Измерения выполнены при температуре $+17.58^\circ\text{C}$.

В настоящий момент по результатам пучковых испытаний можно сделать следующие выводы.

1) Увеличение в 4 раза чувствительной площади ЛФД полностью компенсирует охлаждение до -25°C , что позволит существенно упростить и удешевить обслуживание и ремонт PHOS после модернизации.

2) Сравнениеборок А и Б, в которых были использованы ЛФД S8664-1010 показывает, что применение более современной элементной базы и новой топологии ЗЧП в сборке Б улучшает энергетическое разрешение на $\sim 20\%$ при низких энергиях (< 2 ГэВ, см. рис. 4). Показана возможность работы при значениях коэффициента усиления M лавинного фотодиода S8664-1010 в диапазоне 50–180. Работа при $M \geq 300$ нецелесообразна ввиду повышенных требований к стабилизации температуры и напряжения питания ЛФД. Энергетическое разрешение при $M = 300$ ухудшается на 9%.

Характеристики примененного источника напряжения смещения позволяют практически исключить вклад в энергетическое разрешение нестабильности напряжения. Основной вклад, по видимому, определяется стабильностью температуры, которую может обеспечить использованная система термостабилизации. Подтверждены данные работы [10] о том, что для контрольной сборки работа при температуре 17.58°C не позволяет получить требуемое энергетическое разрешение.

Данные об энергетическом разрешении сборки Si-ФЭУ также приведены в работе [10].

Подробно исследованная кривая энергетического разрешения позволила оценить вклады от шумов электроники и флуктуаций ливня, а также величину постоянного члена в энергетическом разрешении для сборки Б. Шумы электроники и постоянный член в пределах ошибок совпадают с данными, полученными для ЛФД малой площади при отрицательной температуре. Флуктуации ливня (стохастический член в энергетическом разрешении) лучше для сборки Б.

3) Временное разрешение при энерговыделении 1 ГэВ с ЛФД не превышает 500 пс при работе в диапазоне значений коэффициента усиления M 100–150 для ДЭ из матриц А и Б. Временное разрешение ДЭ из контрольной сборки не удовлетворяет требованиям модернизации PHOS, тогда как временное разрешение для ДЭ из сборки Si-ФЭУ лучше 300 пс при энерговыделении 1 ГэВ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем благодарность сотрудникам ускорительного отдела ЦЕРН, обеспечившим бесперебойную работу ускорителя PS и вторичного пучка T9. Выражаем благодарность нашим коллегам из эксперимента ALICE за поддержку и полезные обсуждения результатов, коллегам из НИЦ “Курчатовский институт” за полезные замечания, высказанные в ходе обсуждения представленных экспериментальных результатов.

Благодарим также наших коллег из отдела электроники ЛВЭ ОИЯИ за модернизацию под наши требования блока TQDC и помощь в настройке и запуске этого блока.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”, приказ № 2767 от 28 октября 2021 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ALICE Collaboration. *Dellacasa G. et al.* Alice Technical Design Report CERN/LHCC 99-4. ALICE TDR 2. 5 March 1999. ISBN 92-9083-138-3.
- The ALICE Collaboration. *Aamodt K. et al.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08002. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>
- Wigmans R.* Calorimetry. Energy Measurements in Particle Physics. Oxford: Clarendon Press, 2008.
- The CMS Collaboration. *Chatrchyan S. et al.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08004. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>
- The ATLAS Collaboration. *Aad G. et al.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08003. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
- URL: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/apd/si-apd/S8664-55.html> (дата обращения: 24.04.2022)
- Aleksandrov D.V., Burachas S.F., Ippolitov M.S., Lebedev V.A., Manko V.I., Nikulin S.A., Nyanin A.S., Sibiriyak I.G., Tsvetkov A.A., Vasiliev A.A., Vinogradov A.A., Bogolyubsky M.Yu., Kharlov Yu.V., Konstantinov S.A., Petrov V.S. и др.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2005. V. 550. P. 169. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.03.174>
- Yin Z.B., Liu L.J., Muller H., Rohrich D., Sibiriyak I., Skaali B., Vinogradov A., Wang D., Wang Y.P., Zhang F., Zhou D.C.* // Journal of Physics: Conference Series. 2011. V. 293. P. 012019. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012019>
- ALICE Collaboration. *Adam J. et al.* // Phys. Lett. B. 2016. V. 754. p. 235. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.020>
- Балыгин К.А., Ипполитов М.С., Климов А.И., Лебедев В.А., Манько В.И., Мелешко Е.А., Сибиряк Ю.Г., Акиндинов А.В., Изучеев В.И., Арефьев В.А., Водопьянов А.С., Горбунов Н.В., Кузьмин Н.А., Номоконов П.В., Петухов Ю.П., Руфанов И.А. и др.* // ПТЭ. 2018. № 5. С. 13. <https://doi.org/10.1134/S003281621804016X>
- URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s12572-010_etc_kapd1045e.pdf (дата обращения: 24.04.2022)
- URL: <https://cargille.com/mounting-media> (дата обращения: 24.04.2022)
- URL: <https://indico.jinr.ru/event/681/contributions/5565/attachments/4397/>(дата обращения: 24.04.2022)
- URL: <https://indico.jinr.ru/event/681/contributions/5565/attachments/4397/>(дата обращения: 24.04.2022)
- URL: <https://root.cern.ch/> (дата обращения: 24.02.2022)
- Ипполитов М.С., Балыгин К.А., Манько В.И., Сибиряк Ю.Г., Акиндинов А.В., Водопьянов А.С., Горбунов Н.В., Запорожец С.А., Номоконов П.В., Руфанов И.А.* // ПТЭ. 2017. № 1. С. 33. <https://doi.org/10.7868/S0032816217010025>
- Bogolyubsky M., Ippolitov M., Kuryakin A., Manko V., Muller H., Nomokonov P., Punin V., Rohrich D., Sadowsky S., Sibiriyak I., Skaali B., Sugitate T., Vasil'ev A., Vinogradov A., Vodopianov A., Zhou D.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2009. V. 598. P. 702. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.10.003>
- Балыгин К.А., Ипполитов М.С., Климов А.И., Манько В.И., Мелешко Е.А., Сибиряк Ю.Г.* // ПТЭ. 2017. № 1. С. 25. <https://doi.org/10.7868/S0032816217010165>

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА**

УДК 539.1.074

ПЕРЕДНИЕ ДЕТЕКТОРЫ УСТАНОВКИ VM@N И ИЗУЧЕНИЕ ИХ ОТКЛИКА НА ПУЧКЕ ИОНОВ УГЛЕРОДА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ SRC

© 2023 г. В. В. Волков^a, М. Б. Голубева^a, Ф. Ф. Губер^a, А. А. Зубанков^a, А. П. Ивашкин^a,
А. В. Известный^a, Н. М. Карпушкин^{a,*}, А. И. Махнев^a, С. В. Морозов^a, О. А. Петухов^a

^a Институт ядерных исследований РАН
Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 27

*e-mail: karpushkin@inr.ru

Поступила в редакцию 05.07.2022 г.

После доработки 13.07.2022 г.

Принята к публикации 04.09.2022 г.

В рамках модернизации эксперимента VM@N был создан ряд передних детекторов: передний адронный калориметр FNCal для измерения энергии фрагментов-спектаторов, а также пучковый кварцевый годоскоп FQN и сцинтилляционная стенка ScWall для их идентификации. Эти детекторы предназначены для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях. Приводятся результаты исследования отклика передних детекторов, полученные в эксперименте SRC по изучению короткодействующих корреляций в реакции взаимодействия ионов углерода с импульсом 3.5 АГэВ/с в жидководородной мишени.

DOI: 10.31857/S0032816223010263, EDN: PWKKEJ

1. ВВЕДЕНИЕ

VM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) [1] является первым экспериментом с фиксированной мишенью на выведенном пучке Нуклотрона ускорительного комплекса NICA. Исследовательская программа эксперимента VM@N направлена на изучение фазовой диаграммы квантовой хромодинамики при больших барионных плотностях, в частности, на изучение образования (мульти) странных гиперонов и на поиск гиперядер в ядро-ядерных столкновениях при энергиях ионов пучка до 4.5 АГэВ (A – массовое число налетающих ядер) и изучение азимутальной асимметрии выходов заряженных частиц в столкновениях тяжелых ядер. На этой установке уже получены первые экспериментальные результаты в столкновениях легких и средних ядер [2]. После завершившейся значительной модернизации установки первый эксперимент на пучке ионов ксенона запланирован на осень 2022 г.

Экспериментальная установка VM@N состоит из широкоапертурного дипольного магнита и ряда детекторных систем, которые позволяют идентифицировать и измерять энергию заряженных и нейтральных частиц, образующихся в процессе ядро-ядерного столкновения, а также ряда пучковых и триггерных детекторов (рис. 1а). В конце установки расположен ряд передних детекторов для определения геометрии ядро-ядерных столк-

новений (центральности и ориентации плоскости реакции), а также для измерения распределений зарядов фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях. Передние детекторы – адронный калориметр FNCal, пучковый кварцевый годоскоп и сцинтилляционная стенка – разработаны и изготовлены в ИЯИ РАН. В данной статье приводятся результаты тестирования отклика этих передних детекторов во время состоявшегося в начале 2022 г. эксперимента SRC (Short Range Correlation) по исследованию короткодействующих корреляций в реакции взаимодействия ионов углерода с ядрами водорода. Пучок ионов углерода был впервые после запуска бустера инжектирован из него в Нуклотрон и выведен в экспериментальную зону эксперимента VM@N. Для проведения этого эксперимента установка VM@N была значительно изменена и дополнена рядом детекторных систем, необходимых для эксперимента SRC и расположенных перед анализирующим магнитом (рис. 1б). До и после жидководородной мишени расположены ряд пучковых детекторов, а также два плеча (Arms) с позиционно-чувствительными детекторами (GEM и CSC), времяпролетными и калориметрическими детекторами (TOF и TOF-Cal). Триггерное решение на запись события принималось, исходя из срабатываний либо одного из плеч (Arm-OR), либо обоих плеч одновременно (Arm-AND). Для тестирования передних детекторов триггеры дан-

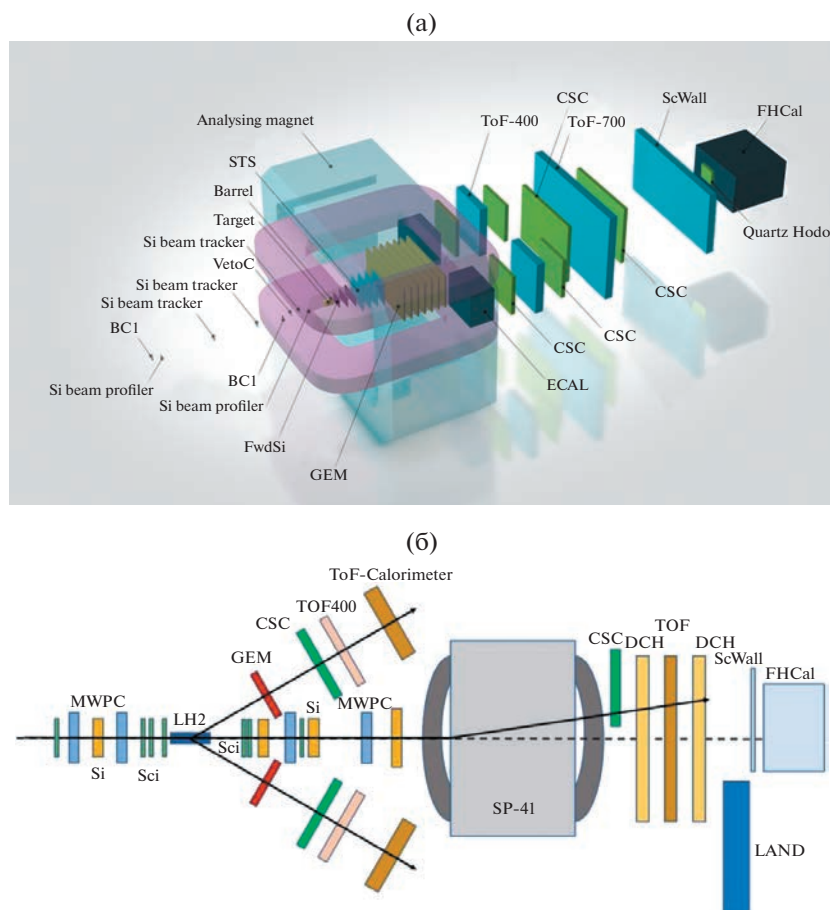


Рис. 1. Схематический вид установки BM@N (а) и эксперимента SRC (б). BC (Beam Counter) – пучковый счетчик; VetoC (Veto Counter) – вето-счетчик; FwdSi (Forward double-sided silicon strip-detector) – передний кремниевый полосовой детектор; STS (Silicon Tracking System) – кремниевая система трекинга; GEM (Gas Electron Multiplier) – газовый электронный умножитель; ECAL (Electromagnetic Calorimeter) – электромагнитный калориметр; CSC (Cathode Strip Chamber) – катодная полосовая камера; ToF (Time-of-Flight) – времяпролетный детектор; ScWall (Scintillation Wall) – сцинтилляционная стенка; Quartz Hodo (Quarz Hodoscope) – кварцевый годоскоп; FHCAL (Forward Hadron Calorimeter) – передний адронный калориметр; MWPC (Multi-wire Proportional Chamber) – многопроволочная пропорциональная камера; Si (Silicon Tracker) – кремниевый трекер; LH2 (Liquid Hydrogen Target) – жидководородная мишень; SP-41 (Spectrometer magnet) – магнит; DCH (Drift Chambers) – дрейфовые камеры; LAND (Large Area Neutron Detector) – детектор нейтронов.

ного типа использовались для отбора событий с взаимодействием в мишени. Также для тестирования передних детекторов использовался и пучковый триггер, который определялся по совпадению срабатываний сцинтилляционных пучковых счетчиков BC1, BC2 и T0.

Краткое описание передних детекторных систем и результаты отклика этих детекторов в реакции $C + p$ при импульсе 3.5 АГэВ/с приведены в последующих разделах этой статьи.

2. ПЕРЕДНИЕ ДЕТЕКТОРЫ УСТАНОВКИ BM@N

Передние детекторы для измерения энергии фрагментов-спектаторов (FHCAL) и их зарядов (FQN и ScWall) расположены в самом конце уста-

новки BM@N на расстоянии 9 м от мишени (см. рис. 1). Эти детекторы необходимы для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях.

2.1. Передний адронный калориметр

Передний адронный калориметр FHCAL [3] имеет модульную структуру в поперечной плоскости и состоит из 54-х отдельных модулей. Внутренняя часть FHCAL состоит из 34-х малых модулей с поперечными размерами 15×15 см² и длиной, эквивалентной четырем длинам ядерного взаимодействия. Внешняя часть калориметра состоит из двадцати больших модулей с поперечны-

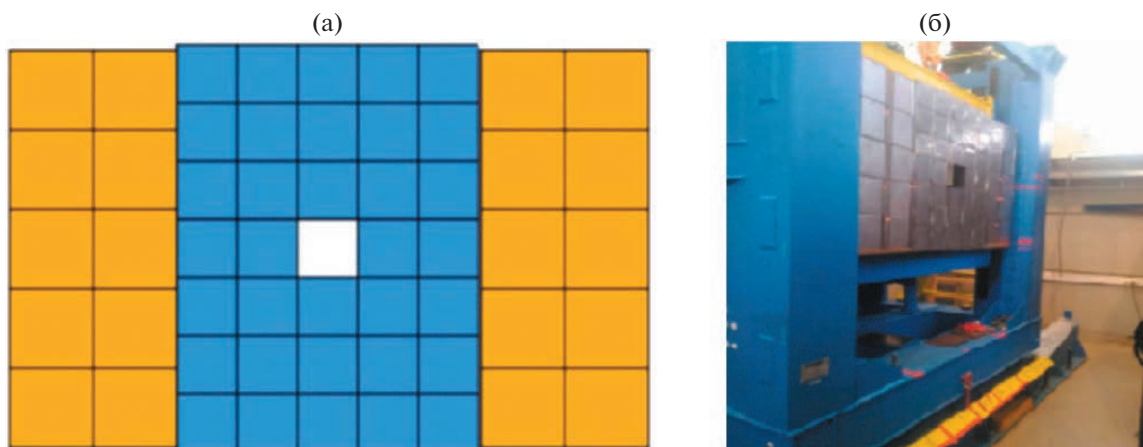


Рис. 2. Схематичный фронтальный вид калориметра FHCAL (а) и фотография калориметра на установке BM@N (б).

ми размерами $20 \times 20 \text{ см}^2$ и длиной, эквивалентной 5.6 длины ядерного взаимодействия. Внутренние модули идентичны модулям передних адронных калориметров эксперимента MPD (Multi-Purpose Detector) на ускорительном комплексе NICA [4], а внешние модули были созданы для адронного калориметра эксперимента CBM (Compressed Baryonic Matter) [5] (FAIR, Дармштадт, Германия) и временно используются в адронном калориметре эксперимента BM@N. В центре калориметра имеется отверстие с поперечным размером $15 \times 15 \text{ см}^2$ для прохождения непрореагировавших в мишени ионов пучка в ловушку, установленную позади калориметра. Это отверстие необходимо, чтобы избежать высокой дозы облучения и сильной активации внутренних модулей калориметра в экспериментах с пучками тяжелых ионов. Схема калориметра показана на рис 2а. Калориметр полностью собран и установлен на BM@N (рис. 2б).

Все модули калориметра состоят из чередующихся слоев свинца и пластиковых сцинтилляторов. Модули адронного калориметра эксперимента CBM/FAIR [6] состоят из 60-ти таких слоев (свинец/сцинтиллятор), тогда как модули эксперимента MPD/NICA имеют 42 подобных слоя. Каждый слой состоит из 16-миллиметровой свинцовой пластины и 4-миллиметровой сцинтилляционной пластины. Свет с каждой сцинтилляционной пластины собирается и транспортируется в конец модуля с помощью спектросмещающего оптоволокна, вклеенного в канавку на одной из поверхностей сцинтилляционной пластины. Волокна с каждых шести последовательных сцинтилляционных пластин, образующих одну продольную секцию, объединяются в один оптический разъем, и свет от этих шести волокон считывается с помощью одного фотодетектора (Hamamatsu MPPC S12572-010P) с чувствитель-

ной областью $3 \times 3 \text{ мм}^2$, установленного на печатной плате электроники модуля. Таким образом, большие модули имеют 10 таких продольных секций, малые модули – 7 секций. Продольная сегментация обеспечивает равномерность светосбора по модулю, что дает высокий динамический диапазон отклика калориметра, а также позволяет выполнять энергетическую калибровку FHCAL на космических мюонах [7].

На заднем торце каждого модуля расположена сборка FEE (Front-End Electronics) из двух печатных плат. На первой плате находятся фотодетекторы MPPC с термодатчиком. На второй плате располагаются предусилители с дифференциальным выходом, аналоговый сумматор и цепи питания MPPC с регулируемым в широких пределах опорным напряжением и индивидуальной подстройкой напряжения на каждом MPPC. Там же размещены генератор световых вспышек со светодиодом и PIN-фотодиодом для контроля их амплитуды, два микроконтроллера, управляющих вышеописанными устройствами, а также преобразователи напряжений для питания микроконтроллеров и предусилителей и приемопередатчики шины управления микроконтроллерами. Питание FEE и управление осуществляется от блока HVSystem Module (системный модуль), разработанного и изготовленного в ОИЯИ, г. Дубна [8].

Дифференциальные сигналы от предусилителей подаются на АЦП. Для оцифровки сигналов используются АЦП ADC64s2 [9], разработанные и изготовленные в ОИЯИ, г. Дубна. АЦП ADC64s2 имеет 64 входных канала, работает на частоте дискретизации 62.5 МГц и может записывать до 1024 отсчетов. Возможна работа АЦП как от внешнего запускающего сигнала, так и в режиме самозапуска по произвольно выбранным каналам с индивидуально устанавливаемыми порогами срабатывания. Также ADC64s2 имеет функцию подав-

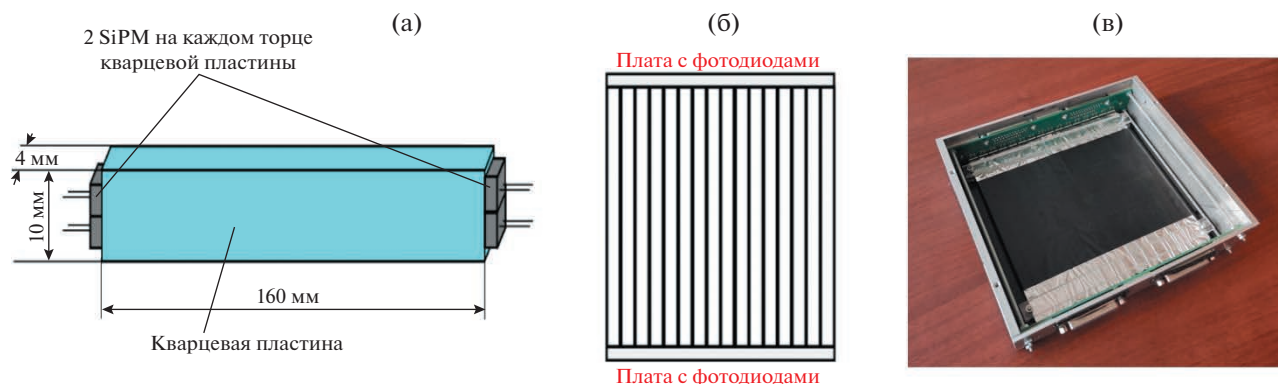


Рис. 3. а – схема одного из кварцевых черенковских детекторов пучкового годоскопа для детектирования заряженных фрагментов; б – схема пучкового годоскопа заряженных фрагментов; в – фотография собранного годоскопа (без верхней светоизолирующей крышки).

ления слабых сигналов с индивидуально настраиваемыми порогами для каждого канала.

Сигнал аналогового сумматора FEE может использоваться для выработки запускающего сигнала при калибровке FHCaI на космических мюонах. Для синхронизации светодиодных вспышек при калибровке фотодетекторов FHCaI были специально разработаны модули распределения синхронизирующего сигнала.

2.2. Передний пучковый кварцевый годоскоп

Наличие отверстия в центральной части FHCaI необходимо, как уже отмечалось, для прохождения пучка тяжелых ионов с интенсивностью до $2 \cdot 10^6$ ионов/с в ловушку, установленную позади калориметра, для предотвращения радиационных повреждений сцинтилляционных пластин центральных модулей калориметра и минимизации активации калориметра. Однако наличие этого отверстия в калориметре приводит к значительной утечке тяжелых фрагментов, что обу-

словливает немонотонность зависимости выделенной энергии в калориметре от центральности в ядро-ядерных столкновениях [10].

Для решения данной проблемы был разработан и изготовлен пучковый черенковский годоскоп ядерных фрагментов FQH (Fragment Quartz Hodoscope), который устанавливается перед отверстием калориметра и полностью перекрывает данное отверстие. Годоскоп служит для измерения зарядов тяжелых фрагментов-спектаторов, которые пролетают через отверстие и не регистрируются калориметром FHCaI. Результаты моделирования зависимости амплитуды сигнала в пучковом годоскопе от реконструированной энергии в калориметре показали возможность разделения наиболее центральных и периферических событий при установлении определенного порога на сигнал с кварцевого годоскопа [10].

С учетом достаточно высокой загрузки этого пучкового детектора (до $2 \cdot 10^6$ ионов/с) было предложено изготовить его в виде годоскопа, со-

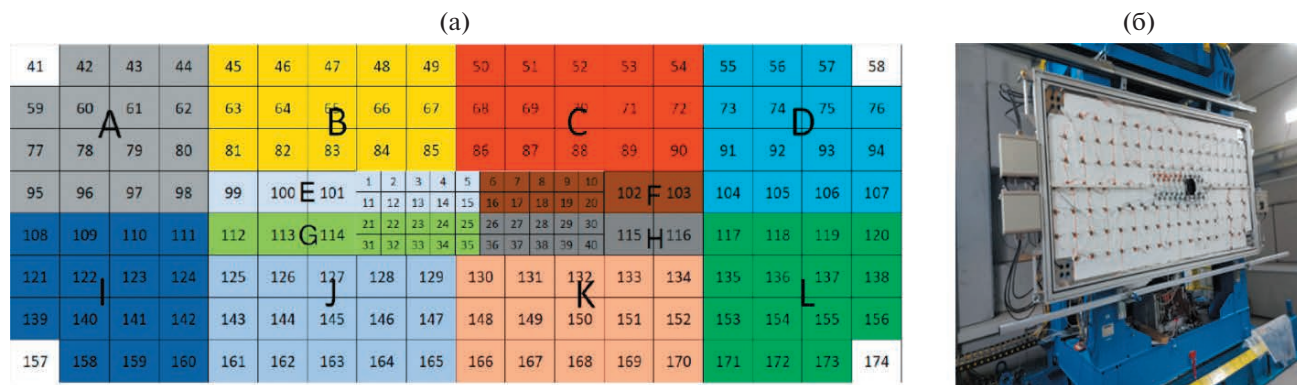


Рис. 4. а – схема передней сцинтилляционной стенки (разными цветами и буквами латинского алфавита помечены 12 групп считывания); б – фотография сцинтилляционной стенки (без верхней светоизолирующей крышки), установленной перед передним адронным калориметром на установке VM@N.

стоящего из 16-ти отдельных черенковских детекторов. Каждый черенковский детектор состоит из кварцевой пластины длиной 160 мм, толщиной 4 мм и шириной 10 мм, обернутой отражателем – тонкой пленкой алюминированного майлара. Черенковский свет в каждом из 16-ти детекторов считывается с противоположных торцов двумя парами фотодетекторов Hamamatsu MPPC S14160-3015PS, подключенных параллельно, с размером активной области $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и квантовой эффективностью около 32%. MPPC установлены на печатных платах вместе с пассивными элементами фильтрации питания фотодетекторов и термодатчиком. Сборка кварцевых пластин и печатных плат с фотодетекторами заключена в светоизолированный корпус. Схемы отдельного черенковского детектора и пучкового годоскопа показаны на рис. 3а и 3б соответственно, а фотография собранного годоскопа – на рис. 3в. Активная площадь годоскопа составляет $160 \times 160 \text{ мм}^2$.

Сигнал с каждой пары фотодиодов MPPC читается цепочкой двух предусилителей с двумя различными коэффициентами усиления ($\times 1$ и $\times 4$), призванными обеспечить требуемый динамический диапазон работы детектора. Оцифровка сигналов от предусилителей годоскопа осуществляется 16-канальными АЦП TQDC-16 [11], установленными в кейт VME. Платы TQDC-16 способны записывать амплитуду сигнала с частотой дискретизации 80 МГц и разрешением до 14 бит. АЦП интегрированы в систему запуска и сбора данных эксперимента VM@N.

Исследования световых выходов и неоднородности светосбора кварцевых детекторов пучкового годоскопа на пучке электронов на синхротроне “Пахра” в ФИАН показали, что световых выходов при считывании сигналов четырьмя фотодиодами с обоих торцов кварцевой пластины составляет

около 5 фотоэлектронов, а неоднородность светосбора вдоль кварцевой пластины при считывании сигналов парами фотодиодов с обоих торцов кварцевой пластины находится в пределах $\pm 3\%$ [12].

2.3. Передняя сцинтилляционная стенка

Для измерения выходов и идентификации заряженных фрагментов-спектраторов в столкновениях тяжелых ионов был разработан и изготовлен новый детектор – сцинтилляционная стенка ScWall (Scintillation Wall). ScWall состоит из 36-ти малых сцинтилляционных ячеек с поперечными размерами $7.5 \times 7.5 \text{ см}^2$, установленных вокруг пучкового отверстия ($15 \times 15 \text{ см}^2$), и 138-ми больших внешних сцинтилляционных ячеек с поперечными размерами $15 \times 15 \text{ см}^2$. Толщина сцинтилляционных ячеек составляет 1 см. Поперечные размеры ячеек оптимизированы таким образом, что вероятности двойных хитов не превышают нескольких процентов [13] в одном событии ядро-ядерного взаимодействия в мишени. Схема сцинтилляционной стенки показана на рис. 4а. Полный поперечный размер сцинтилляционной стенки – $270 \times 120 \text{ см}^2$. Фото собранной стенки (без передней крышки), установленной перед адронным калориметром на установке VM@N, показано на рис. 4б. В пучковое отверстие монтируется труба, закрепленная с двух сторон светозащитными фланцами. При необходимости труба может быть демонтирована и отверстие может быть закрыто еще четырьмя маленькими детекторами, как это сделано в эксперименте SRC.

В качестве материала ячеек использовался сцинтиллятор на полистирольной основе, полученный экструзионным способом компанией “Унипласт” (г. Владимир, Россия). На поверхно-

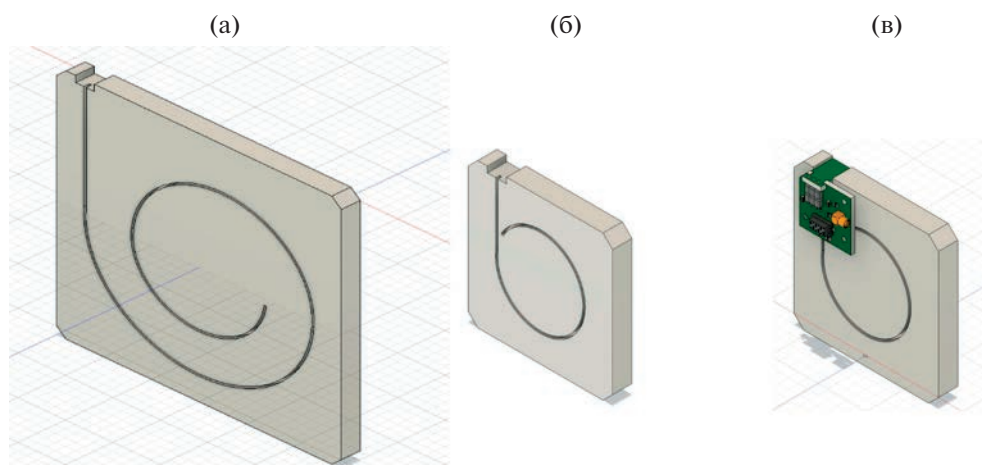


Рис. 5. Схема сцинтилляционных пластин с канавками для вклеивания оптоволокон для большой (а) и малой (б) ячейки; схема малого детектора с установленной на нем платой с MPPC и электроникой (в).

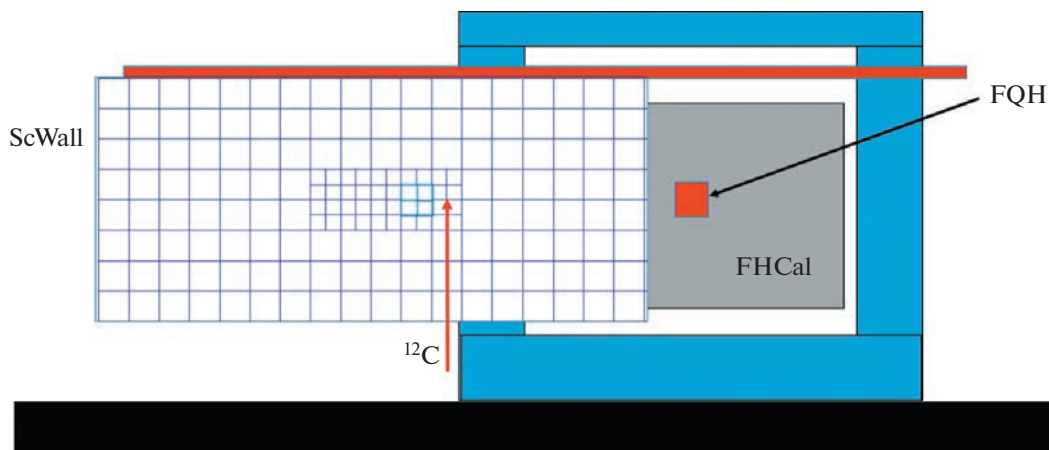


Рис. 6. Положение передних детекторов во время физического эксперимента SRC. Черенковский годоскоп ядерных фрагментов FQH установлен перед отверстием в калориметре FHCAL. Положение пучка на сцинтилляционной стенке показано стрелкой.

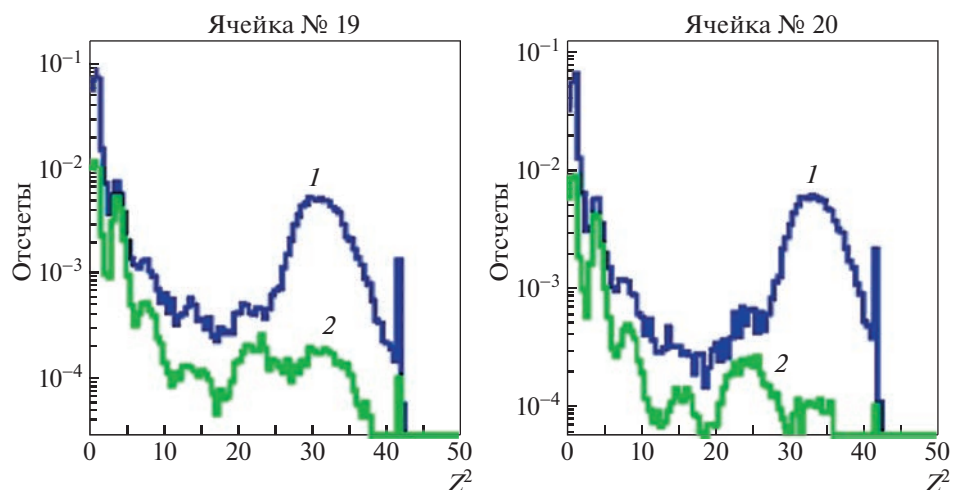


Рис. 7. Распределения по амплитуде сигналов с ячеек № 19 и № 20, в которые преимущественно попадает пучок ионов углерода. 1 – распределения для триггера ВТ; 2 – распределения для триггера ИТ.

сти сцинтилляторов размером $15 \times 15 \times 1$ см выполнена канавка глубиной 1.5 мм в виде спирали, в которую вклеено спектросмещающее оптоволокно Y11(200) S-type диаметром 1 мм производства компании Kugaaya [14]. Для сцинтиллятора размером $7.5 \times 7.5 \times 1$ см канавка имеет форму кольца. На рис. 5а и 5б показаны схемы большой и малой ячеек сцинтилляционной стенки соответственно.

Все ячейки имеют по углам небольшие скосы, которые позволяют монтировать их на алюминиевую пластину толщиной 3 мм с помощью пластиковых втулок, надетых на винты. Данная алюминиевая пластина смонтирована на раме из двойного конструкционного профиля 40×80 мм. На раму монтируется съемная крышка, представляющая собой также алюминиевую пластину тол-

щиной 3 мм с одинарным, 40×40 мм, конструкционным профилем по периметру. Такая конструкция корпуса сцинтилляционной стенки обеспечивает механическую жесткость и светоизоляцию по значительному (~ 8 м) периметру конструкции. Сцинтилляционная стенка подвешена к рельсу, закрепленному на подставке адронного калориметра, вдоль которого она может свободно перемещаться. Предусмотрена возможность регулировки положения годоскопа по вертикали и фиксации горизонтального перемещения.

Считывание оптического сигнала в каждой ячейке выполняется с помощью фотодетектора Hamamatsu MPPC S13360-1325CS. Фотодетекторы MPPC имеют площадь активной области 1.3×1.3 мм², квантовую эффективность 25% и

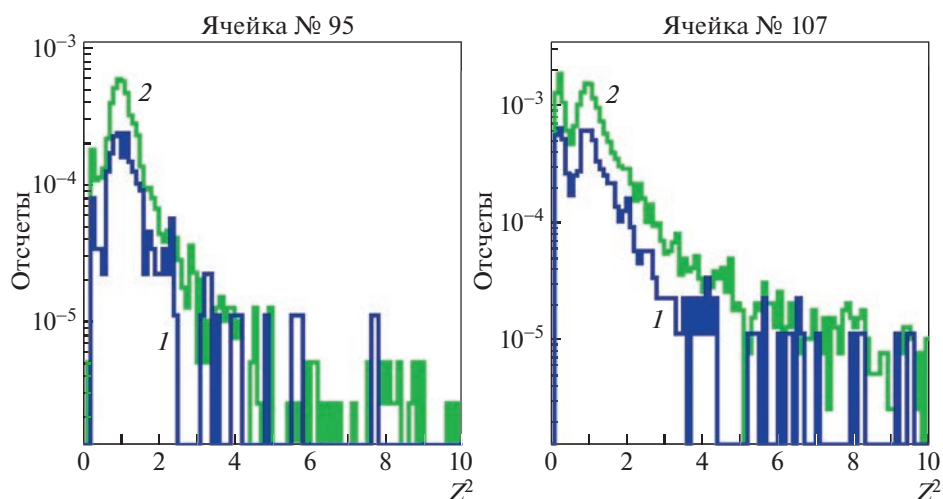


Рис. 8. Распределения по амплитуде сигналов с ячеек № 95 и № 107. 1 – распределения для триггера ВТ; 2 – распределения для триггера ПТ.

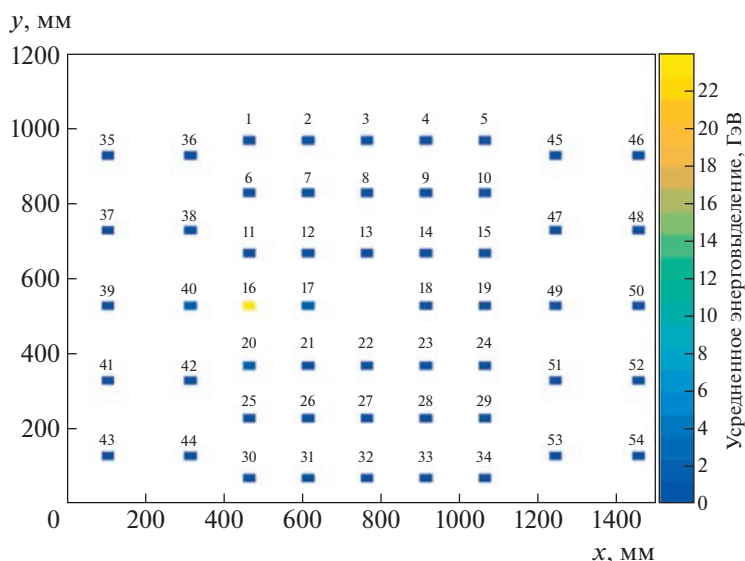


Рис. 9. Распределение выделенной энергии в модулях калориметра FHCAL. Цифры на рисунке соответствуют номерам модулей калориметра.

коэффициент усиления $7 \cdot 10^5$. Каждый фотодетектор МРРС смонтирован на отдельной печатной плате, которая крепится в пазу сцинтилляционной ячейки (см. рис. 5в). На этой же плате расположены пассивный фильтр питания фотодетекторов, разъем для подключения питания фотодетекторов и считывания показаний датчика температуры, а также разъем для считывания сигнала от МРРС и индивидуальной подстройки напряжения на нем.

Для считывания сигналов с ячеек сцинтилляционной стенки эти ячейки разделены на 12 групп, в каждой группе от 12 до 15 ячеек (помечены разными цветами и буквами латинского алфавита, см.

рис. 4а). В каждой группе на печатной плате одной из ячеек расположен термодатчик, используемый для коррекции напряжения на фотодетекторах в этой группе в зависимости от температуры.

Каждые четыре группы сцинтилляционных ячеек считываются отдельным комбинированным модулем электроники, который содержит АЦП ADC64s2, четыре 16-канальные платы FEE и управляющий модуль с блоком питания.

Результаты измерений на пучке электронов синхротрона “Пахра” в ФИАН показали, что световой выход для больших сцинтилляционных ячеек составляет порядка 32 фотоэлектронов, а неодно-

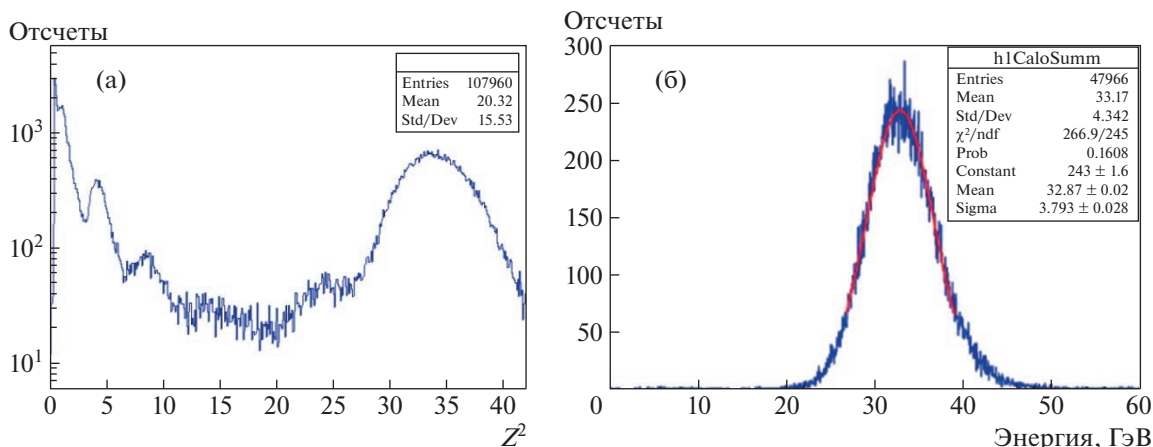


Рис. 10. **а** – распределение амплитуд сигнала в ячейке № 24 ScWall, расположенной перед модулем № 16 адронного калориметра, куда был направлен пучок, крайний правый пик соответствует заряду $Z = 6$; **б** – реконструированный спектр энергий в калориметре FHCAL для ядер углерода с импульсом 3.5 АГэВ/с, полученный при условии отбора событий в сцинтилляционной ячейке № 24 ScWall, соответствующих только ионам углерода.

родность светосбора – около 6%; для малых ячеек световыход равен 55 фотоэлектронам, а неоднородность светосбора – 2.4% [15].

3. ТЕСТИРОВАНИЕ ПЕРЕДНИХ ДЕТЕКТОРОВ УСТАНОВКИ VM@N В ЭКСПЕРИМЕНТЕ SRC

Положение передних детекторов во время набора физических данных в эксперименте SRC для реакции $C + p$ при импульсе ионов пучка углерода 3.5 АГэВ/с схематично показано на рис. 6. Сцинтилляционная стенка в данном положении использовалась для идентификации фрагментов в реакции $C + p$. Исследование отклика кварцевого годоскопа и адронного калориметра проводилось только в процессе подготовки эксперимента SRC к набору физических данных.

3.1. Измерение отклика ячеек сцинтилляционной стенки

Пучок ионов углерода, которые не провзаимодействовали в водородной мишени, отклоняется магнитным полем и попадает в основном в ячейки № 19 и № 20 сцинтилляционной стенки (см. рис. 4) при токе 1650 А в анализирующем магните VM@N. На рис. 7 представлены распределения по амплитуде сигналов с этих ячеек, полученные для двух разных триггеров. Ионизационные потери в ячейках пропорциональны квадрату заряда частицы (Z^2). Кривая 1 соответствует набору данных, полученных при пучковом триггере (beam trigger – BT), а кривая 2 – триггеру, при котором произошло взаимодействие в мишени (interaction trigger – IT). Спектры нормированы на соответствующие числа триггеров.

В спектрах с триггером взаимодействия наблюдаются пики от фрагментов, соответствующих зарядам от 1 до 6, а также небольшое перепополнение в последнем канале, которое обусловлено несколько завышенным напряжением питания фотодетекторов.

На рис. 8 представлены распределения по амплитуде сигналов для крайних ячеек № 95 и № 107, расположенных в том же ряду, что и ячейки № 19 и № 20. В этих распределениях наблюдается только один пик, соответствующий единичному заряду. Это может быть и протон (дейтрон, тритон), а также π -мезоны. Следует также отметить, что площади этих ячеек в 4 раза больше, чем площади ячеек № 19 и № 20.

3.2. Измерение отклика переднего адронного калориметра

Отклик адронного калориметра изучался только при подготовке и настройке основных пучковых детекторов эксперимента SRC в процессе их сканирования пучком при разных значениях тока в отклоняющем магните. Пространственное распределение выделенной энергии в модулях калориметра при попадании пучка ионов углерода в модуль № 16 показано на рис. 9 (цифры на рисунке соответствуют номерам модулей калориметра). Данные набраны в ходе эксперимента SRC без мишени с пучковым триггером. Видно, что при этом практически вся энергия выделяется в этом модуле.

Наличие сцинтилляционной стенки перед калориметром позволило провести отбор событий по амплитуде сигнала только для ядер углерода, попавших в детектор № 24 сцинтилляционной стенки, расположенный непосредственно перед

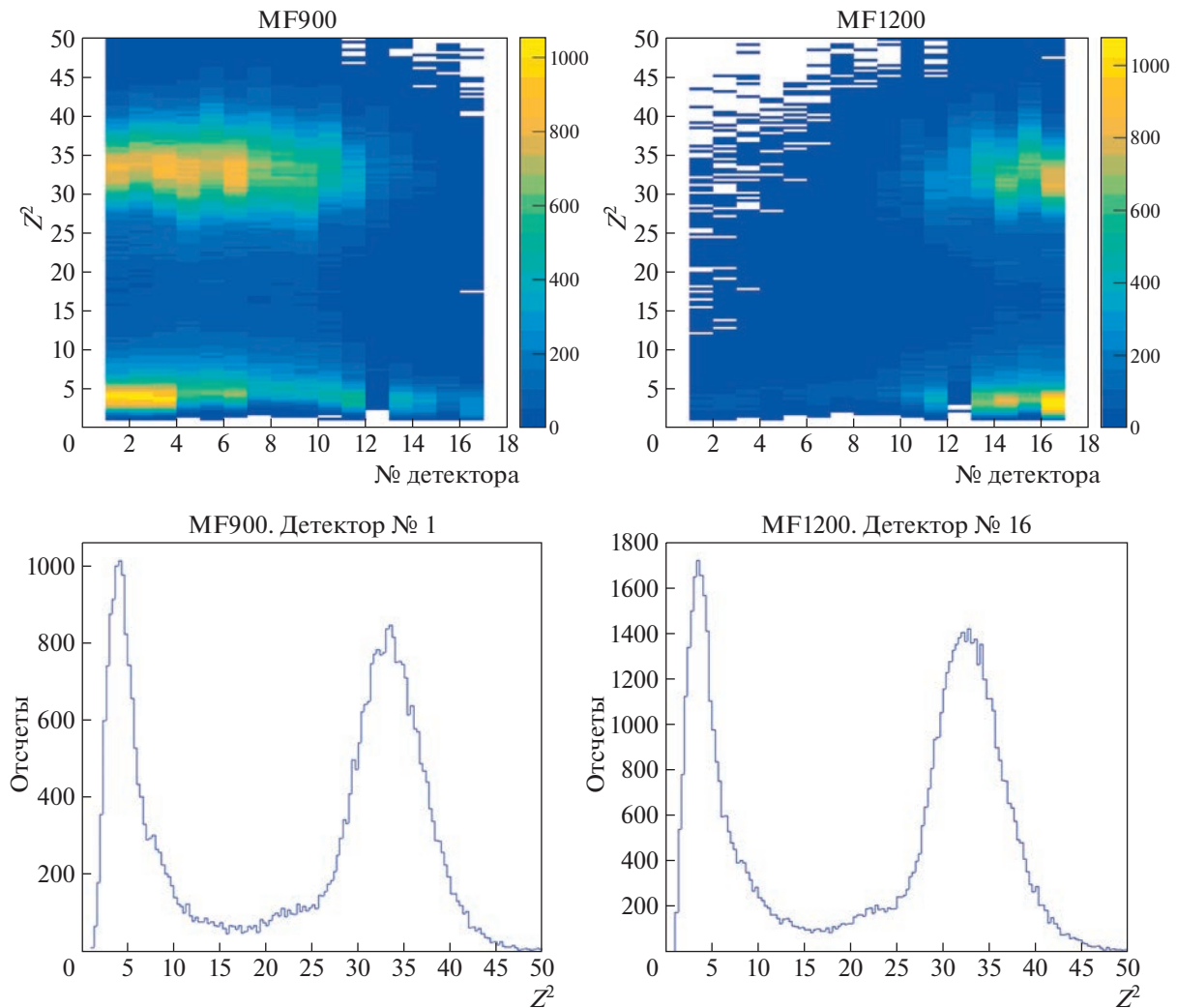


Рис. 11. Вверху – двумерные зависимости распределений зарядов от номера детектора в годоскопе, полученные для набора данных без мишени, с ВТ-триггером и с магнитными полями в магните для токов 900 А (слева) и 1200 А (справа). Внизу – зарядовые распределения в первом (слева) и шестнадцатом (справа) детекторах кварцевого годоскопа.

модулем № 16 калориметра. На рис. 10 показан спектр амплитуд в детекторе № 24 сцинтилляционной стенки. Этот спектр набран без мишени с триггером ВТ. Амплитуда сигнала в сцинтилляционном детекторе пропорциональна квадрату заряда попавшей в него частицы. Таким образом, положения пиков в распределении соответствуют фрагментам с Z от 1 до 6. Наличие пиков с зарядами от 1 до 5 в данном спектре обусловлено, вероятно, взаимодействием пучка углерода с материалом детекторов, расположенных на пути пучка. На рис. 10б показан реконструированный спектр в калориметре FHCAL, полученный при условии отбора событий в спектре энергий сцинтилляционной ячейки № 24 ScWall, соответствующих только ионам углерода. Предварительно все секции адронного калориметра были откалиброваны по энергии с использованием космических мюо-

нов. Для этого использовалась специальная методика с алгоритмом поиска треков в 3D-пространстве секций калориметра [7]. Полученное энергетическое разрешение адронного калориметра составило 11.5% для ионов углерода с импульсом 3.5 АГэВ/с.

3.3. Измерение отклика кварцевого пучкового годоскопа

Кварцевый пучковый годоскоп был установлен на входе пучкового отверстия адронного калориметра, и его отклик исследовался на этапе сканирования пучком детекторов SRC при изменении магнитного поля в анализирующем магните. Это позволило набрать данные для разного положения пучка по отношению к центру пучкового годоскопа. Как показала обработка эксперимен-

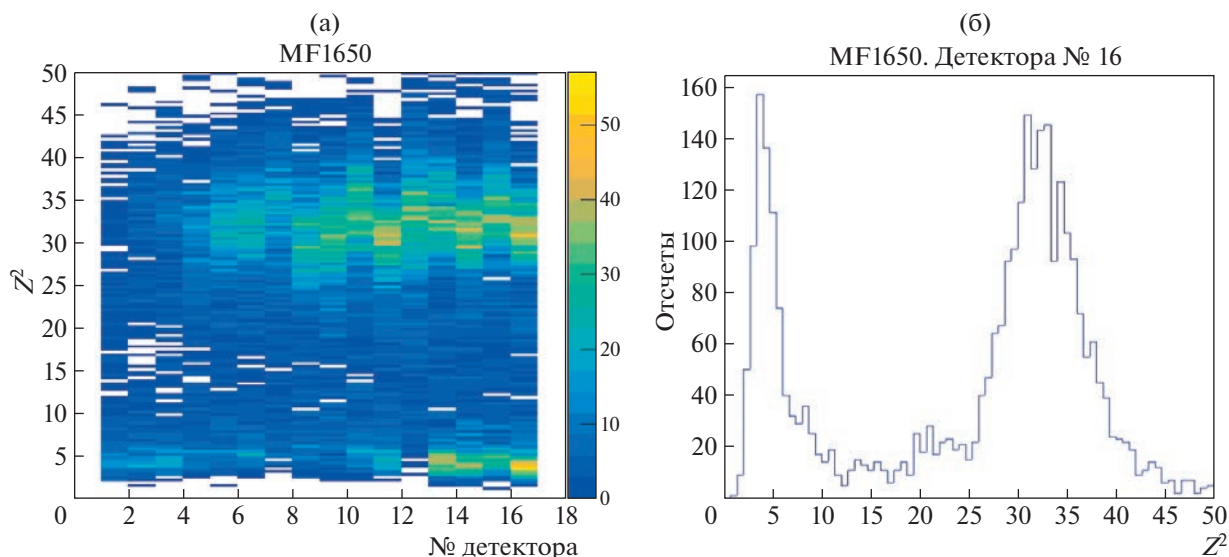


Рис. 12. Зарядовый спектр: **а** – в кварцевом годоскопе для сеанса с полем 1650 А; **б** – в 16-м детекторе кварцевого годоскопа. Пучок попадает в свинцовую мишень толщиной 9 мм, триггер ArmOg.

тальных данных, точное попадание в центр годоскопа могло быть достигнуто при расчетном поле 1050 А. Однако данные набирались при токах в магните 900 и 1200 А, и пучок был смещен немного вправо или влево (по направлению пучка) от центра годоскопа. Двумерные зависимости распределений зарядов от номера детектора в годоскопе при этих двух значениях токов в магните показаны сверху на рис. 11, ось пучка направлена на читателя. Здесь же внизу приведены зарядовые распределения в детекторах № 1 и № 16 кварцевого годоскопа для набора данных при тех же значениях токов в магните. Эти измерения проводились с триггером ВТ без мишени. Видно, что кроме зарядов, соответствующих ионам углерода, в спектре наблюдаются пики, соответствующие зарядам 2 и 5, появление которых обусловлено, скорее всего, взаимодействием ионов углерода с материалом детекторов и воздухом при прохождении пучка до пучкового годоскопа.

Отдельное измерение отклика кварцевого годоскопа было проведено для сдвинутого положения калориметра с годоскопом при токе в магните 1650 А с IT-триггером, который отбирал и события со взаимодействием пучка ионов углерода со свинцовой мишенью толщиной 9 мм. Двумерная зависимость распределения зарядов от номера детектора в годоскопе показана на рис. 12а.

На рис. 12б показано зарядовое распределение в детекторе № 16 кварцевого годоскопа для данного набора данных. Здесь в спектре, несмотря на малую доступную статистику, наблюдаются пики, соответствующие зарядам от 2 до 6, появление которых обусловлено взаимодействием ионов углерода как с мишенью, так и с материалом детек-

торов и воздухом при прохождении пучка до пучкового годоскопа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведено краткое описание ряда новых передних детекторов, созданных в рамках модернизации экспериментальной установки ВМ@N. Данные детекторы предназначены для измерения энергии и зарядов фрагментов-спектраторов, что позволит определять в эксперименте ВМ@N центральность и ориентацию плоскости реакции, а также исследовать зарядовые распределения фрагментов-спектраторов, образующихся в ядерных взаимодействиях. Получены первые результаты измерений отклика описанных передних детекторов в эксперименте SRC в реакции взаимодействия ионов углерода с импульсом 3.5 АГэВ/с с жидководородной мишенью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kapishin M.* Studies of baryonic matter in the ВМ@N and MPD experiments at Nuclotron/NICA. PoS(CORFU2018)188. 2019.
2. *Kapishin M.* ВМ@N First Results // The XVIII International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2019) / Eds. D. Elia, G.E. Bruno, P. Colangelo, L. Cosmai. Springer Proceedings in Physics. V. 250. Cham., Springer, 2020. https://doi.org/10.1007/978-3-030-53448-6_3
3. *Guber F., Borisenko D., Finogeev D., Golubeva M., Ivashkin A., Karpushkin N., Morozov S., Senger A.* // EPJ Web of Conferences. 2019. V. 204. 07007. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920407007>

4. *Sissakian A., Sorin A.* // EPJ Web Conferences. 2010. V. 7. 02006. <https://doi.org/10.1051/epjconf/20100702006>
5. *Senger P.* // Particles. 2020. V. 3 (2). P. 320. <https://doi.org/10.3390/particles3020024>
6. *Guber F., Selyuzhenkov I.* Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator. <https://repository.gsi.de/record/109059>
7. *Izvestnyy A., Karpushkin N., Guber F., Morozov S., Petukhov O.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1690. P. 012060. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012060>
8. URL <http://hvsys.ru> High voltage systems
9. URL <https://afi.jinr.ru/ADC64s2>
10. *Guber F., Finogeev D., Golubeva M., Ivashkin A., Izvestnyy A., Kapishin M., Karpushkin N., Morozov S., Petukhov O.* // JINST. 2020. V. 15. C05020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/05/C05020>
11. TQDC AFI electronics. <https://afi.jinr.ru/TQDC-16>
12. *Баранов А.Г., Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Известный А.В., Морозов С.В., Решетин А.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Полянский В.В., Салахутдинов Г.Х., Наумов П.Ю.* // ПТЭ. 2021. № 3. С. 15. <https://doi.org/10.31857/S0032816221020129>
13. *Guber F., Golubeva M., Ivashkin A., Kapishin M., Karpushkin N., Kugler A., Morozov S.* // Phys. Part. Nucl. 2022. V. 53. Iss. 2. P. 626. <https://doi.org/10.1134/S1063779622020332>
14. Kuraray Plastic Scintillating Fibres. <http://kuraray-psf.jp/psf/>
15. *Баранов А.Г., Басков В.А., Василенко В.К., Герасимов Д.П., Губер Ф.Ф., Дронов В.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Львов А.И., Морозов С.В., Полянский В.В., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2022. № 1. С. 58. <https://doi.org/10.31857/S0032816222010025>

АЛГОРИТМ РАБОТЫ ЦИФРОВОГО МОДУЛЯ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ПРОЛЕТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

© 2023 г. К. И. Сухачев^а, А. М. Телегин^{а,*}, Д. П. Григорьев^а,
Д. А. Шестаков^а, А. С. Дорофеев^а

^аСамарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева
Россия, 443086, Самара, Московское ш., 34

*e-mail: talex85@mail.ru

Поступила в редакцию 04.07.2022 г.

После доработки 29.07.2022 г.

Принята к публикации 26.09.2022 г.

Описаны метод и устройство детектирования пролетных импульсов в системе управления линейного электродинамического ускорителя. Представлены структура адаптивного детектора частиц и принцип, позволяющий повысить достоверность детектирования импульса ожидаемой формы на фоне шумов различной природы происхождения.

DOI: 10.31857/S003281622301024X, EDN: PWFVXL

ВВЕДЕНИЕ

Для работы линейного электродинамического ускорителя, применяемого для моделирования воздействия микрометеороидов и частиц космического мусора на элементы конструкции космического аппарата [1–4], необходимо точно детектировать момент пролета заряженной микрочастицы центра индукционного датчика. В работах [1–4] использовались усилители и компараторы, выходы которых были нагружены на оптический

передатчик. Однако полезный сигнал с датчиков пролетных импульсов сильно зашумлен и, в зависимости от расположения в ускорителе, может содержать как низкочастотную составляющую, возникающую, например, из-за работы насосов, создающих вакуум внутри тракта ускорителя, так и различные шумы от импульсных преобразователей, которые используются в системе зарядки и ускорения микрочастиц. Все датчики подвержены помехам, возникающим в электродинамической части при переключении полярности напря-

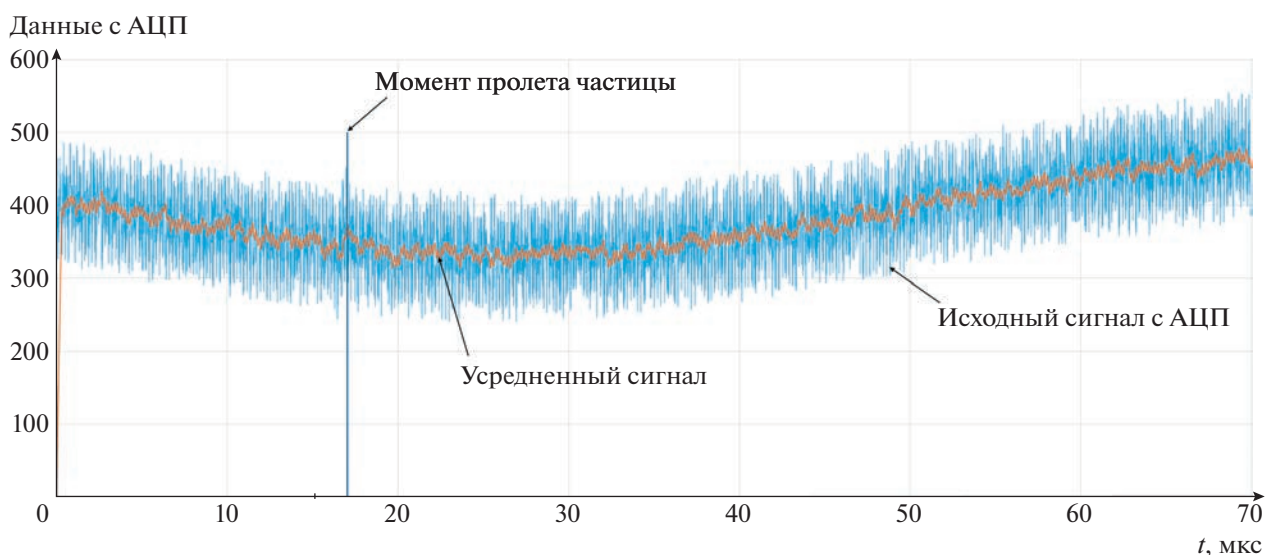


Рис. 1. Оцифрованный сигнал с усилителей.

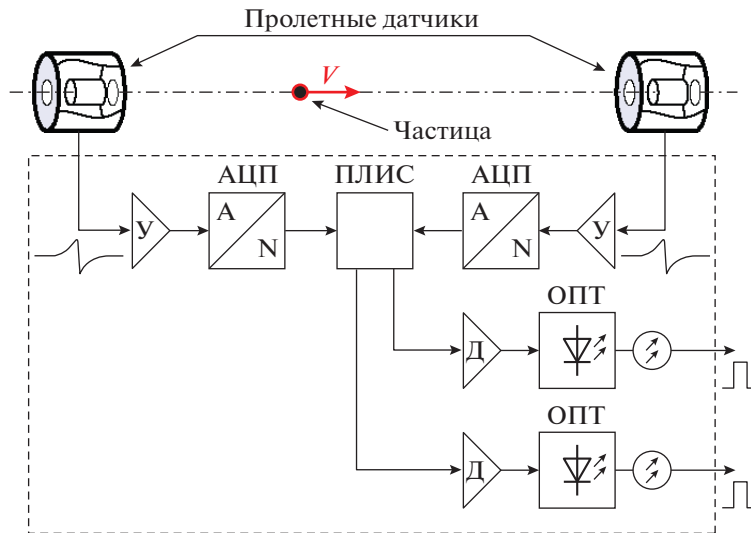


Рис. 2. Структурная схема двояного адаптивного детектора частиц. У – усилитель; АЦП – аналого-цифровой преобразователь (А/Н – преобразование аналогового сигнала (А) в цифровой код размерностью N); Д – драйвер, ОПТ – оптопередатчик; ПЛИС – программируемая логическая интегральная схема.

жения на трубках дрейфа, поэтому, при понижении уровня срабатывания компаратора для детектирования наиболее мелких частиц, возможны ложные срабатывания, что может затруднить работу системы управления ускорителем. Типичные сигналы с усилителей пролетных датчиков представлены на рис. 1.

ОПИСАНИЕ ПРИНЦИПА РАБОТЫ ДАТЧИКА

Принцип работы индукционного датчика следующий. При пролете заряженной микрочастицы через датчик в измерительном электроде индукционного датчика начинает протекать ток, за-

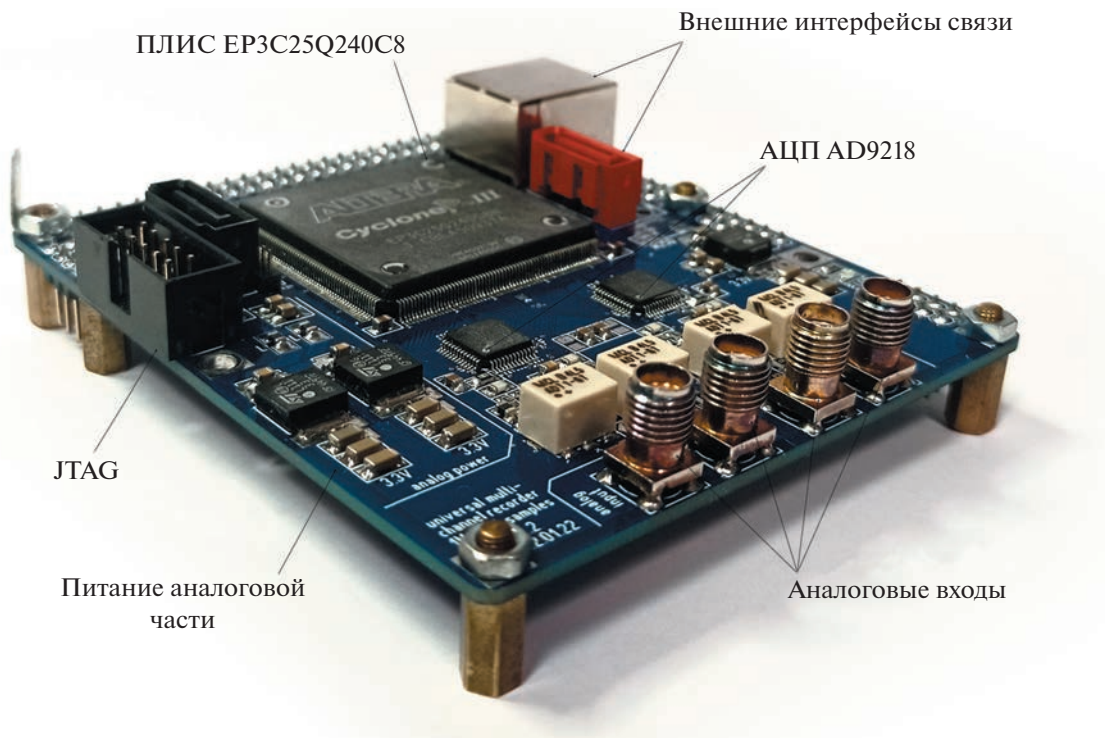


Рис. 3. Цифровой модуль детектора частиц. JTAG – интерфейс для загрузки кода в ПЛИС.

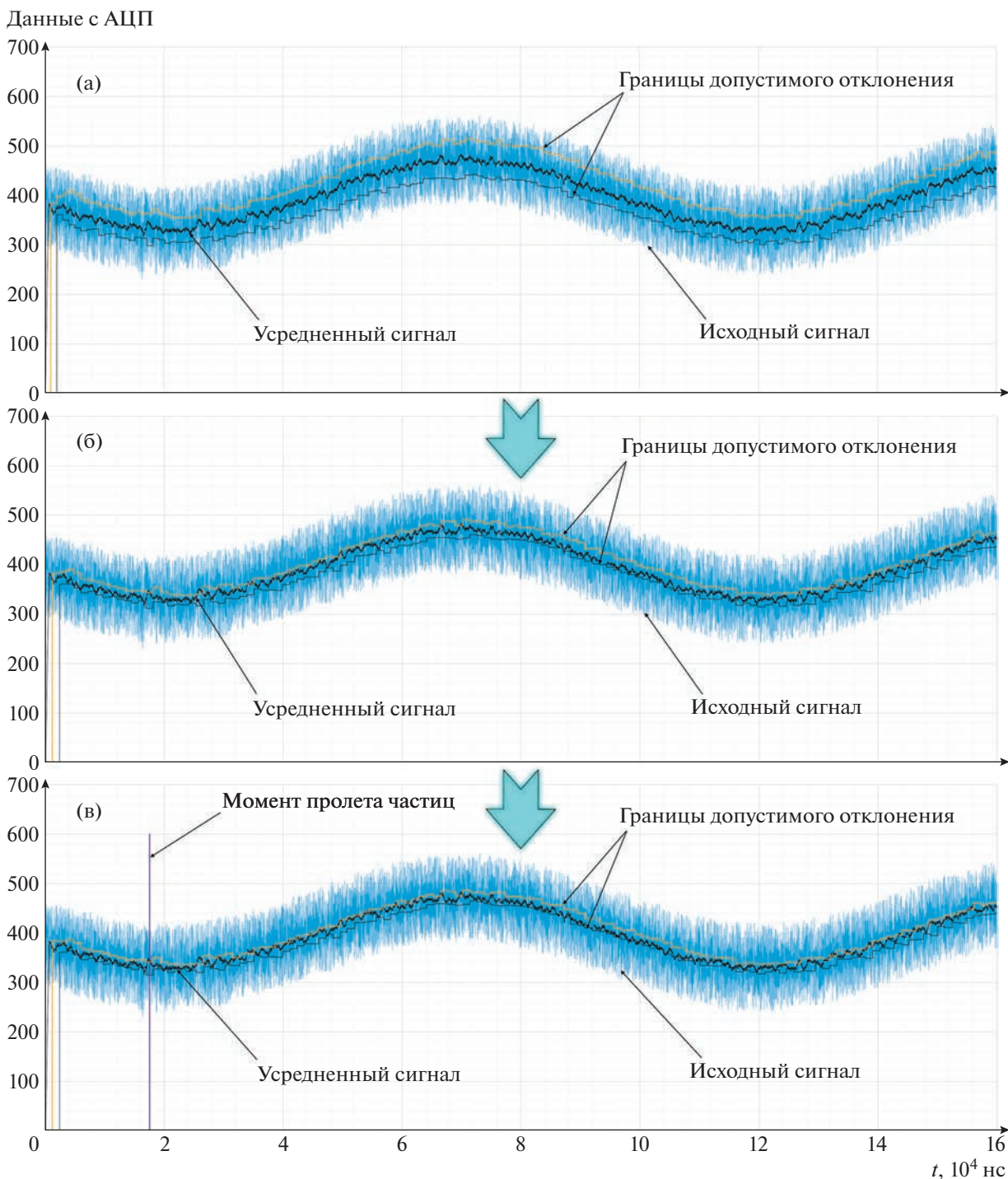


Рис. 4. Иллюстрация метода цифровой обработки сигнала. Стрелкой показано направление улучшения алгоритма обработки экспериментальных данных.

висящий в соответствии с теоремой Рамо—Шокли от заряда, скорости микрочастицы и расстояния от микрочастицы до датчика как:

$$i_k(t) = Q(\mathbf{V} \cdot \mathbf{E}_k), \quad (1)$$

где $(\mathbf{V} \cdot \mathbf{E}_k)$ – скалярное произведение вектора скорости и эффективной напряженности; \mathbf{E}_k –

эффективная (взвешенная) напряженность поля в точке, где находится заряд Q в момент времени t . Более подробно форма таких импульсов рассмотрена в работах [1, 5, 6].

Если расположить два индукционных датчика на определенном расстоянии друг от друга, то по импульсам, возникающим на этих датчиках при



Рис. 5. Обобщенный алгоритм детектора.

пролете микрочастицы, можно определить скорость этой микрочастицы при известном расстоянии между датчиками.

Для более точного детектирования момента пролета частицей датчика предлагается использовать оцифровку сигнала с усилителей с последующей обработкой полученного сигнала в реальном времени с возможностью адаптации под параметры входного сигнала. Для максимально точного детектирования необходимо применять достоверные знания о форме пролетного импульса с датчиков. Для этого в детектор частиц необходимо ввести высокочастотные микросхемы АЦП и ПЛИС для реализации алгоритмов цифровой обработки сигнала (ЦОС). Так как пролетные датчики в ускорителе частиц используются попарно, что необходимо для определения скорости частицы при известном расстоянии между датчиками, возможна реализация двоянного детектора частиц, функциональная схема которого будет иметь вид, показанный на рис. 2.

На рис. 3 представлен внешний вид разработанного цифрового модуля детектора, рассчитанного на 4 канала. Модуль испытывался на частоте тактирования ПЛИС и АЦП 50 МГц. Непосредственно на 4-канальный детектор ресурсов ПЛИС было затрачено менее 10%, а всего – менее 25%.

Для цифровой обработки сигнала предлагается использовать скользящее среднее с переменным уровнем усреднения для первого этапа с по-

следующим после усреднения применением метода “Z-Score” и достоверных знаний о форме ожидаемого сигнала [7–9]. Параметры определения границ допустимого отклонения (аналог среднеквадратического отклонения (СКО)) и временной допуск превышения этого отклонения являются настраиваемыми параметрами.

Для иллюстрации метода на рис. 4 показан результат обработки с использованием ПЛИС реального входного сигнала с пролетного датчика (входной сигнал показан ранее на рис. 1). Так, на рис. 4 показаны результаты определения момента пролета частицы при изменении границ допустимого отклонения и параметров усреднения. Сначала проводилась оценка уровня шумов реального сигнала с датчиков, которая потом корректировалась по мере необходимости. Видно, что при первом (рис. 4а) и втором (рис. 4б) вариантах параметров пролет частицы не зафиксирован, однако при третьем (рис. 4в) варианте частица детектирована.

Предложенный метод реализован на языке HDLVerilog, обобщенный алгоритм представлен на рис. 5, а детализированные фрагменты алгоритма, отвечающие непосредственно за детектирование момента пролета частицы, показаны на рис. 6.

Суть алгоритма сводится к последовательному обнаружению признаков пролетного импульса. Сначала регистрируется событие, соответствующее

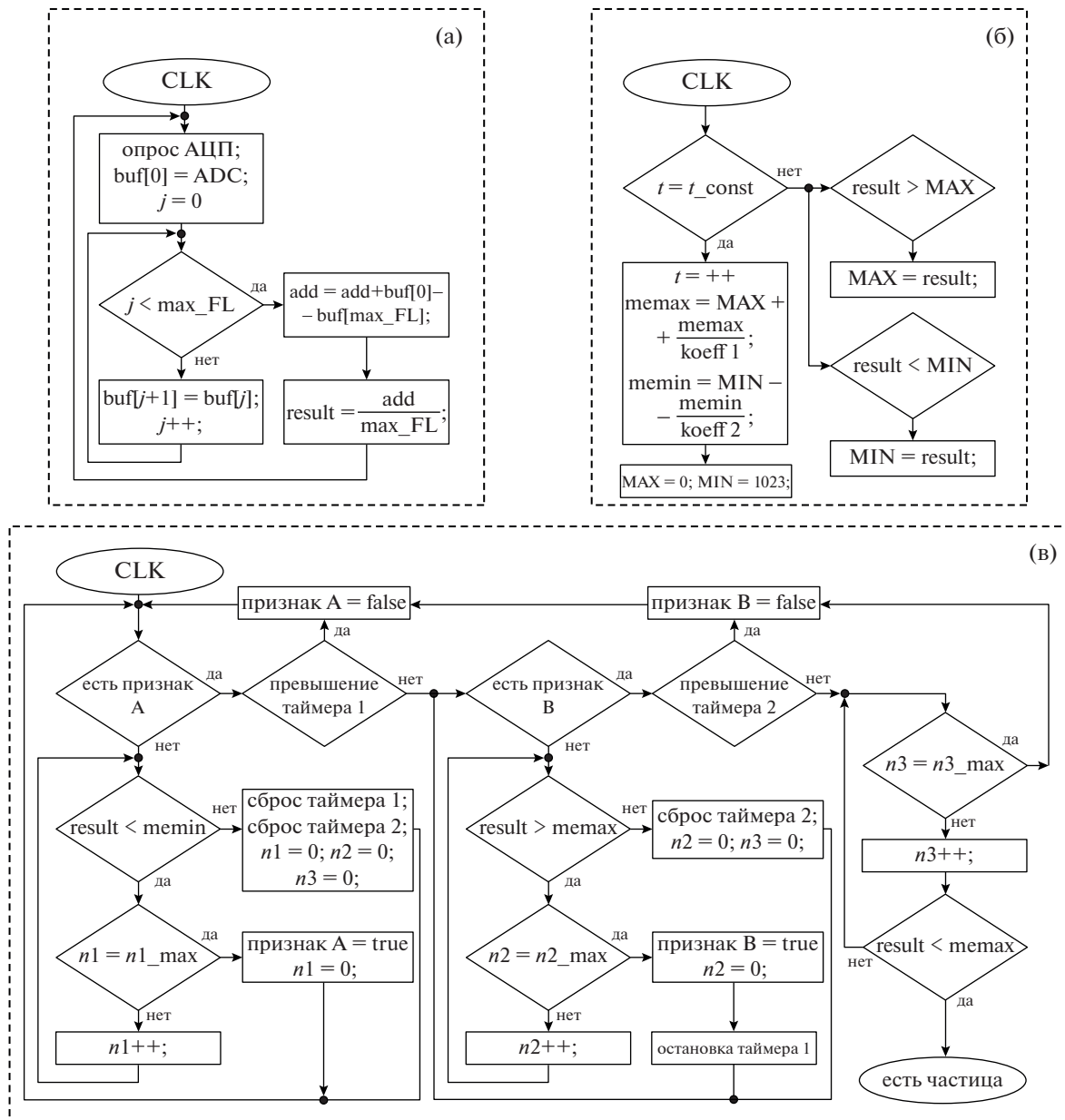


Рис. 6. Детализированные фрагменты общего алгоритма: а – алгоритм первичной фильтрации (признак А); б – алгоритм оценки СКО (признак В); в – алгоритм детектирования пролета частицы по трем признакам.

шее выходу отфильтрованного сигнала с датчиков за нижнюю границу СКО (первый признак). Далее осуществляется измерение длительности данного события, и, если длительность превышает заданный параметр, начинается процесс детектирования выхода отфильтрованного сигнала за верхнюю границу СКО (второй признак) также с определением минимально необходимой длительности (третий признак).

На рис. 7 приведен реальный результат работы детектора с зашумленным сигналом с единичными всплесками с амплитудой, значительно превышающей полезный сигнал.

Разработанное HDL-описание оптимизировано для реализации в ПЛИС CycloneIII...C8 и более старших моделях с частотой тактирования от 88.6 МГц. HDL-описание воспроизводит все необходимые вычисления алгоритма “Z-Score” и скользящее усреднение до X64 в реальном времени, при этом общий занимаемый объем памяти составляет примерно 1750 логических элементов, что позволяет использовать младшие микросхемы любого семейства ПЛИС фирмы ALTERA или XILINX, а также некоторые модели CPLD данных производителей. Предлагаемый алгоритм детектирования после настройки коэффициентов

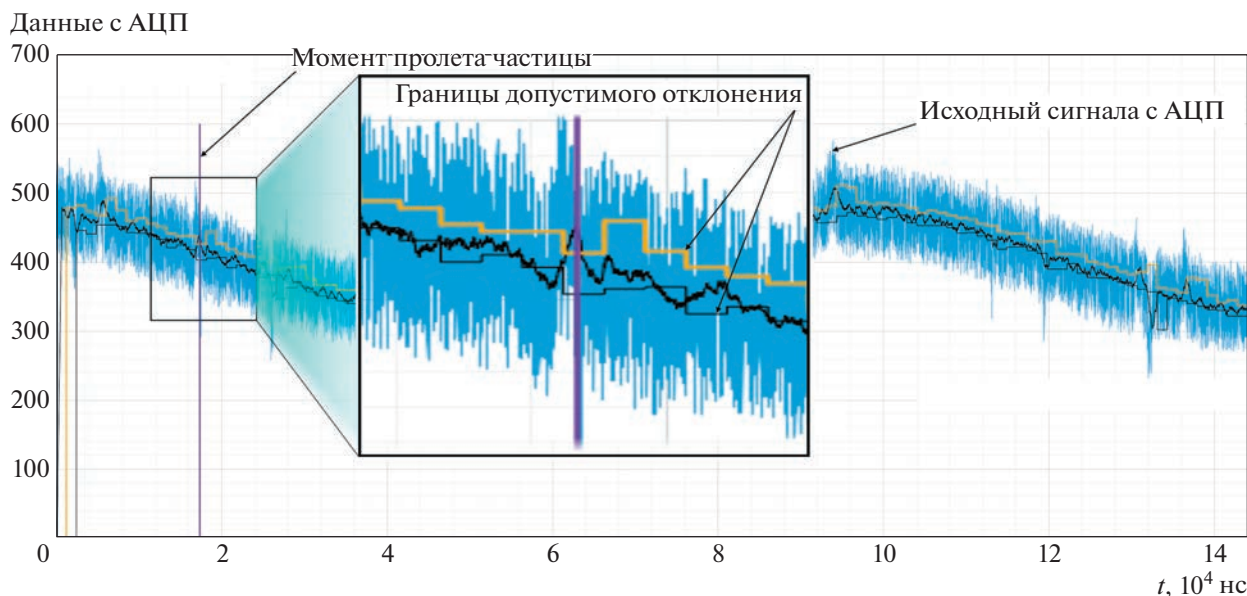


Рис. 7. Иллюстрация метода цифровой обработки дополнительно зашумленного сигнала.

устойчив к единичным всплескам сигнала, которые не фильтруются усреднением, и позволяет регистрировать пролетные импульсы от движения заряженных микрочастиц.

ВЫВОДЫ

Представленный метод позволил повысить достоверность определения момента пролета заряженной микрочастицы индукционных датчиков, входящих в состав системы управления линейного электродинамического ускорителя. По сравнению с существующей версией датчиков, детектирующих пролет частицы по превышению амплитуды, достоверность определения момента пролета микрочастицы представленным методом увеличена на 90%, так как метод позволяет полностью исключить срабатывание как по случайным электростатическим разрядам, так и по наводкам от переключений высокого ускоряющего напряжения в линейном электродинамическом ускорителе, а также устранить влияние низкочастотной составляющей от вспомогательного оборудования (асинхронных двигателей, насосов и т.д.). Разработаны и испытаны цифровой модуль детектора и функционально законченное HDL-описание. Испытание работоспособности метода проводилось как на модели зашумленного сигнала с индукционных датчиков, так и на записи реального сигнала с ранее установленных в ускоритель усилителей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Телегин А.М., Пияков А.В. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 101. <https://doi.org/10.7868/S0032816217060131>
2. Семкин Н.Д., Воронов К.Е., Телегин А.М., Изюмов М.В., Сухачев К.И. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. № 1. С. 79.
3. Семкин Н.Д., Пияков А.В., Воронов К.Е., Богоявленский Н.Л., Горюнов Д.В. // ПТЭ. 2007. № 2. С. 140.
4. Piyakov A.V., Rodin D.V., Rodina M.A., Telegin A.M., Kondratiev S.N. // CEUR Workshop Proceedings. 2018. V. 2212. P. 158. <https://doi.org/10.18287/1613-0073-2018-2212-158-164>
5. Герштейн Г.М. Моделирование полей методом электростатической индукции. М.: Наука, 1970.
6. Иновенков А.Н., Константинов О.В., Пирогов В.И. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 9. С. 1.
7. Thomas E., Auer S., Drake K., Horányi M., Munsat T., Shu A. // Planetary and Space Science. 2013. V. 89. P. 71. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2013.09.004>
8. Brakel J.P.G. Robust peak detection algorithm using z-scores. Stack Overflow. 2014. URL: <https://stackoverflow.com/questions/22583391/peak-signal-detection-in-realtime-timeseries-data/22640362#22640362> (Дата обращения: 20.05.2022).
9. Каламбет Ю.А., Мальцев С.А., Козьмин Ю.П. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2015. Т. 81. № 1–I. С. 69.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.07+539.1.074.3

**Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ КЕРАМИЧЕСКИЕ
ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ГАЗООБРАЗНЫХ И ЖИДКИХ СРЕДАХ**

© 2023 г. А. А. Федоров^а, В. В. Дубов^б, Л. В. Ермакова^б, А. Г. Бондарев^а, П. В. Карпюк^б,
М. В. Коржик^а, Д. Е. Кузнецова^б, В. А. Мечинский^а, В. Г. Смыслова^б,
Г. А. Досовицкий^б, П. С. Соколов^{б,*}

^аИнститут ядерных проблем Белорусского государственного университета
Беларусь, 220006, Минск, ул. Бобруйская, 11

^бНИЦ “Курчатовский институт” – ИРЕА
Россия, 107076, Москва, ул. Богородский вал, 3

*e-mail: sokolov-petr@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 29.07.2022 г.

Принята к публикации 24.09.2022 г.

Впервые методом 3D-печати получены образцы сетчатых сцинтилляционных керамических элементов сложной формы на основе граната Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce для использования в сцинтилляционных проточных детекторах α-, β- и γ-излучения в газообразных и жидких средах. Описан способ их получения, представлены результаты измерений выхода сцинтилляций при облучении α-частицами образцов керамических элементов, предложены пути улучшения их сцинтилляционных характеристик. Рассмотрена возможность их применения в негомогенных проточных сцинтилляционных ячейках, используемых в высокоэффективной жидкостной хроматографии. Отмечаются уникальные возможности технологии 3D-печати при создании детекторных элементов сложной формы с оптимизированной эффективностью.

DOI: 10.31857/S0032816223010159, EDN: PVHRIR

ВВЕДЕНИЕ

Неорганические сцинтилляционные материалы широко применяются при измерении ионизирующих излучений в силу своей относительно высокой эффективности и возможности работать при высокой нагрузке с фотоприемниками как в токовом режиме, так и режиме счета единичных сцинтилляционных импульсов [1]. В отличие от газообразных, жидких и пластиковых, неорганические сцинтилляторы обеспечивают уникальную комбинацию высокой тормозной способности к ионизирующим излучениям, высокий выход и быструю кинетику сцинтилляций. Благодаря таким характеристикам неорганические сцинтилляторы в значительной степени определили прогресс в ядерном приборостроении за последние десятилетия. Однако методы, традиционно используемые для их получения, стали ограничивающим фактором для будущего прогресса. Выращивание кристаллов из расплава позволяет получать совершенные кристаллические заготовки большого объема, но с ограниченной номенклатурой составов и высокими производственными затратами. Из кристаллических буль изготавли-

вают преимущественно плоские детекторные элементы либо элементы в виде простых форм: цилиндров, параллелепипедов или пирамид. Их изготовление требует разнообразной оснастки для обработки, что существенно удорожает процесс изготовления. Керамические сцинтилляторы могут быть получены, например, методом горячего прессования [2, 3]. Такой метод позволяет получать элементы только в виде простых геометрических форм, однако также является весьма время- и энергозатратным, а товарный выход за единицу времени оказывается еще меньше, чем при выращивании монокристаллов методом вытягивания. Производство сцинтилляционных материалов в стеклянных или стеклокерамических формах позволяет удешевить производство и разнообразить формы детекторных элементов, однако большинство сцинтилляционных стекол и стеклокерамик имеют низкий выход сцинтилляций при возбуждении ионизирующим излучением по сравнению с кристаллическими сцинтилляторами.

Развитие методов получения поликристаллических полупрозрачных сцинтилляционных ке-

рамок, занимающих промежуточное положение между монокристаллами и стеклами, привлекает внимание в последние два десятилетия благодаря ряду потенциальных преимуществ, в том числе низким производственным затратам по сравнению с монокристаллами, а также возможности достижения высокого выхода сцинтилляций и гибкости композиций [4]. Полупрозрачная сцинтилляционная керамика нашла множество применений, особенно в компьютерной томографии (Computed Tomography, CT) и сканерах безопасности. Керамика Gd₂O₂S:Tb и ее клоны, отличающиеся от основного состава набором активаторов, хорошо соответствовали спецификации сканеров нескольких поколений. Тем не менее быстрый прогресс в импульсных источниках рентгеновского излучения выдвинул во главу угла задачу укорочения кинетики сцинтилляций. Сочетание быстрой кинетики сцинтилляций с высоким световым выходом достигается в нескольких плотных сцинтилляционных материалах, таких как LaBr₃:Ce или GdBr₃:Ce [5], которые, однако, довольно дороги в монокристаллической форме и не подходят для получения плотной керамики. В то же время использование оксидных соединений структуры граната открывает возможности для конструирования их сцинтилляционных свойств: укорочение сцинтилляции и увеличение выхода достигаются при переходе от бинарных к тройным и, далее, к четверным соединениям [6, 7]. В отличие от монокристалла, гранатовая керамика может быть сильно легирована церием. Это может уменьшить фосфоресценцию в материале, но вносит концентрационное гашение при определенной концентрации легирующей примеси. Гранатовая керамика высокой плотности может быть получена в полупрозрачной кристаллической форме путем применения относительно дешевых процедур прессования и спекания на воздухе, поэтому ожидается, что она будет востребована для сканеров нового поколения.

К недостаткам сцинтилляционных керамик следует отнести худшую, по сравнению с монокристаллами, оптическую прозрачность к свету сцинтилляций, а также ограниченность в основном планарной геометрией размеров и форм получаемых изделий. В то же время при небольшом оптическом пути света сцинтилляций современные транслюцентные сцинтилляционные керамики, например в виде тонких пластин, уже способны эффективно заменять традиционные монокристаллы и пленки в задачах измерений заряженных частиц, особенно α -, β -частиц и мягкого γ -излучения.

Ранее [8] нами была впервые продемонстрирована возможность получения сцинтилляционных керамических элементов из материала Y₃Al₅O₁₂:Ce (YAG:Ce) методом 3D-печати. Возможность полу-

чения сложных форм сцинтиллятора была доказана воспроизведением структуры Кельвина. Элемент имел высокие сцинтилляционные характеристики и продемонстрировал уникальные возможности 3D-печати при создании объектов сложной формы.

К одной из задач измерения ионизирующих излучений, где может оказаться эффективным применение сцинтилляционных керамик сложной формы, например в виде трубок, капилляров, фильтров или решеток, можно отнести разработку проточных детекторов α -, β - или γ -излучения для газообразных и жидких сред. Проточный сцинтилляционный анализ (Flow Scintillation Analysis, FSA) – это применение сцинтилляционных методов детектирования для количественного анализа радиоактивности в проточной системе. Технология чаще всего применяется для измерения с помощью проточной сцинтилляционной ячейки активности радионуклидов в сточных потоках высокоэффективной жидкостной хроматографии (ВЭЖХ) (High Performance Liquid Chromatography, HPLC), называемой также радио-ВЭЖХ [9]. В гетерогенных проточных сцинтилляционных ячейках (на основе твердотельных, а не жидких сцинтилляторов), используемых в данном методе, применяются иттриевое стекло, поликристаллический силикат иттрия, активированный церием, CaF₂(Eu), шарики из сцинтилляционного пластика и т.д. В целом, используемый в ячейках набор форм сцинтилляционных материалов, как правило, ограничен пластинами, порошками и шариками, как, например, в твердотельных сцинтилляционных ячейках Berthold [10]. Подробный анализ преимуществ применения более сложных форм сцинтилляционных материалов в данном методе выходит за рамки настоящей работы, однако представляется очевидным, что компьютерная оптимизация счетной эффективности и эффективности сбора света сцинтилляций в данном методе, как и во многих других, для заданных типов излучений, энергий, длин пробега и т.д. не может не требовать вариативности форм и размеров сцинтилляционных элементов. С этой точки зрения технология 3D-печати предоставляет практически безграничные возможности.

ОБРАЗЦЫ

Особый интерес вызывают сетчатые формы детекторных элементов, позволяющие прокачивать через них жидкие и газообразные вещества. При этом в детекторном элементе в виде полого цилиндра свет может собираться внутри цилиндра и транспортироваться к окну фотоприемника за счет переотражений. Набор из таких цилиндров, заполняющих площадь фотоприемника, может обеспечивать высокую чувствительность.

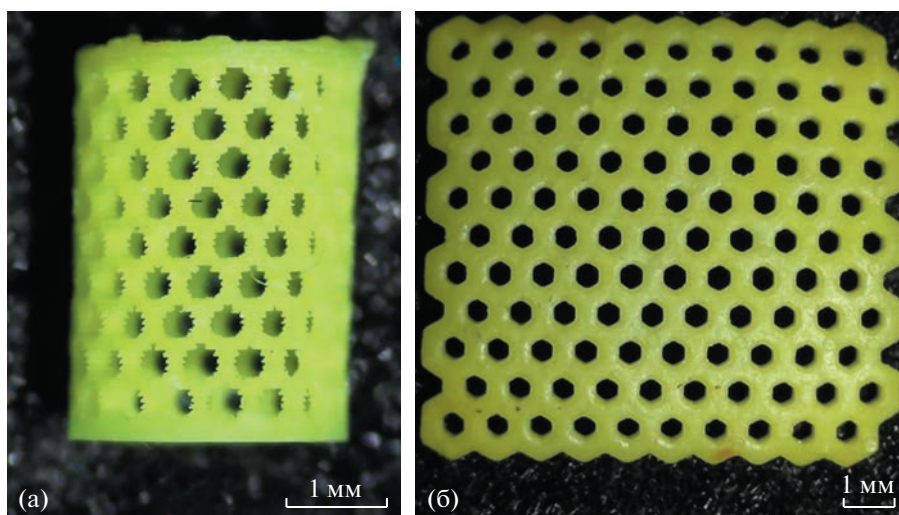


Рис. 1. Сетчатые сцинтиляционные детекторные элементы из керамического материала $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$: **а** – цилиндрический элемент; **б** – планарный элемент.

Плоские сетчатые детекторные элементы в виде пластин также позволяют прокачивать измеряемую среду, при этом при активации материала ионами Ce^{3+} возможно использование во всем многообразии вакуумных и полупроводниковых фотоприемников, а при активации ионами Tb^{3+} – и фотографических методов регистрации [11]. Для создания сетчатых детекторных элементов нами был выбран сцинтиляционный материал $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$, обеспечивающий более высокий выход сцинтилляций по сравнению с $YAG:Ce$ [12].

Высокоочищенный порошок $Gd_{2.988}Ce_{0.012}Al_2Ga_3O_{12}$ был синтезирован методом гомогенного осаждения с последующей термообработкой при температуре $1300^\circ C$ на воздухе в течение 2 ч. Затем порошок был помолот в шаровой планетарной мельнице в стакане с шарами из оксида алюминия до $d_{50} = 1.2$ мкм. Согласно рентгенофазовому анализу, порошок состоял из целевой фазы граната с примесью иных фаз в следовых количествах. Согласно растровой электронной микроскопии, форма частиц порошка обломчатая с размерами около 1 мкм, частицы плотные, спеченные. Удельная поверхность порошка, оцененная по методу капиллярной сорбции азота, составила 3.6 м²/г.

В качестве основы для изготовления фотоотверждаемой суспензии использовали 1,6-гександиолдиакрилат (Sigma-Aldrich). Для запуска реакции полимеризации в качестве фотоинициатора использовали этил(2,4,6-триметилбензоил)фенилфосфинат в количестве 1% от веса мономера. Для получения гомогенной устойчивой суспензии и обеспечения ее низкой вязкости применяли реологическую добавку ВУК w9010 в количестве 2.7 мг/м² порошка. Таким образом, итоговое со-

держание в суспензии порошка $GAGG:Ce$ составило 30 об.% (74 мас.%) при вязкости около 1 Па·с.

Для получения объектов сложной формы использовали настольный DLP 3D-принтер Ember (Autodesk, США). Его основной принцип работы заключается в послойной контролируемой полимеризации жидких мономеров при облучении УФ-светом через дно печатной ванны. Толщина слоя при печати составляла 100 мкм. В качестве цифровых моделей для изготовления демонстратора сцинтиляционного элемента были выбраны сетчатая трубочка, ранее описанная нами [13], и пластина с периодической структурой. После 3D-печати полученный объект промывали исходным мономером в ультразвуковой ванне и сушили при комнатных условиях в течение десяти дней. Выжигание органической основы проводили в муфельной печи с постоянной скоростью нагрева $\sim 0.5^\circ C/мин$ до $500^\circ C$ на воздухе. Для получения плотной керамики образцы подвергали спеканию при $1600^\circ C$ в течение 2 ч на воздухе. Были получены сцинтиляционные элементы $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ в форме: 1) полого цилиндра с наружным размером $\varnothing 2.88 \times 4.07$ мм и толщиной стенки 0.2 мм и 2) пластины с размерами $10.2 \times 9.5 \times 0.77$ мм со сквозными отверстиями $\varnothing 0.52 \pm 0.02$ мм. Микрофотографии элементов приведены на рис. 1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

При измерении амплитудных спектров в качестве образца сравнения использовался диск монокристаллического $YAG:Ce$ с размерами $\varnothing 9.7 \times 1$ мм, имеющий выход сцинтилляций 20600 фо-

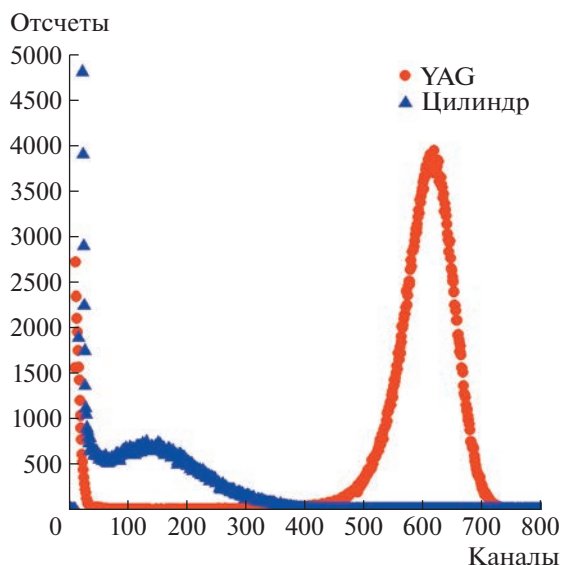


Рис. 2. Амплитудные спектры сетчатого цилиндрического образца Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce и эталонного YAG:Ce, измеренные методом согласно [8].

тонов/МэВ для γ -излучения и 3600 фотонов/МэВ для α -частиц. Для имитации сбора света в керамике поверхности кристалла были заматированы. Измерения проводились без иммерсионной смазки. Использовался фотоумножитель (ФЭУ) Hamamatsu R329 с повышенной чувствительностью в зеленой области спектра. На длине волны максимума высвечивания (550 нм) эталонного YAG:Ce квантовая эффективность катода Hamamatsu R329 составляла 9%. Для материала Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce, имеющего максимум люминесценции 540 нм, квантовая эффективность составляла 9.5%. Сигнал ФЭУ подавался на спектрометрический усилитель-формирователь модели 1101 производства POLON™ с постоянной времени формирования 3.0 мкс, что обеспечивало близкий к 100% сбор заряда от сцинтилляционных импульсов YAG:Ce и Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce. Сигнал с усилителя-формирователя поступал на вход платы 2048-канального анализатора Ortec TRUMP PCI-2k, установленной в персональный компьютер. Время набора данных составляло 300 с.

При измерении выхода сцинтилляций цилиндрического образца использовался метод, описанный в [8]. На катод ФЭУ устанавливался на торец цилиндрический образец, по его оси также на катод устанавливался полый тефлоновый светоотражающий цилиндр высотой 5.1 мм с внутренним диаметром 12 мм. Поверх цилиндра клали источник α -частиц ²⁴¹Am с активной поверхностью диаметром 12 мм, направленной в сторону образца. На верхний торец цилиндра, между ним и источником, укладывали диск диаметром 3.5 мм из алюминиевой фольги так, что испускаемые источником

α -частицы попадали только на наружную поверхность цилиндрического образца Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce. При измерении выхода сцинтилляций эталонного YAG:Ce последний укладывался непосредственно на окно ФЭУ и накрывался тефлоновым светоотражающим цилиндром с установленным на нем источником α -частиц ²⁴¹Am для обеспечения максимально схожих условий сбора света сцинтилляций.

При измерении выхода сцинтилляций плоского образца использовался метод, описанный в [14]. На катод ФЭУ под углом 45° к его поверхности и под углом 45° к источнику α -частиц ²⁴¹Am в кронштейне-держателе образцов и источника устанавливались исследуемый образец и эталонный YAG:Ce, оба с плоскими тефлоновыми светоотражателями со стороны образца, противоположной ФЭУ и источнику α -частиц. Поверх всей конструкции на катод ФЭУ устанавливался полый светоотражающий стакан с внутренним диаметром 40 мм и высотой 30 мм, вся внутренняя поверхность которого обклеена светоотражателем DuPont™ Tyvek®.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

На рис. 2 и 3 представлены амплитудные спектры цилиндрического и плоского образцов Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce, а также эталонного YAG:Ce, измеренные в соответствии с описанными выше методиками. Все спектры измерены при одинаковых условиях: коэффициенте усиления усилителя-формирователя, напряжении питания ФЭУ и т.д.

Определенный по положению пиков полного поглощения выход сцинтилляций цилиндрического и плоского образцов Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce соответственно составил 24% и 43% относительно эталонного YAG:Ce. Видно, что пики полного поглощения, измеренные как с цилиндром, так и плоским образцом могут дискриминироваться по амплитуде и обеспечивать высокую счетную эффективность α -частиц.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Цилиндрический и плоский образцы Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce были изготовлены из идентичного сырья в идентичных условиях, что дает основание полагать, что их физический выход сцинтилляций не может существенно различаться. Наиболее вероятно, что значительная разница в измеренных относительно эталонного YAG:Ce значениях выхода сцинтилляций (24% для цилиндрического и 43% для плоского образцов Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce) объясняется в первую очередь разницей в условиях сбора света сцинтилляций

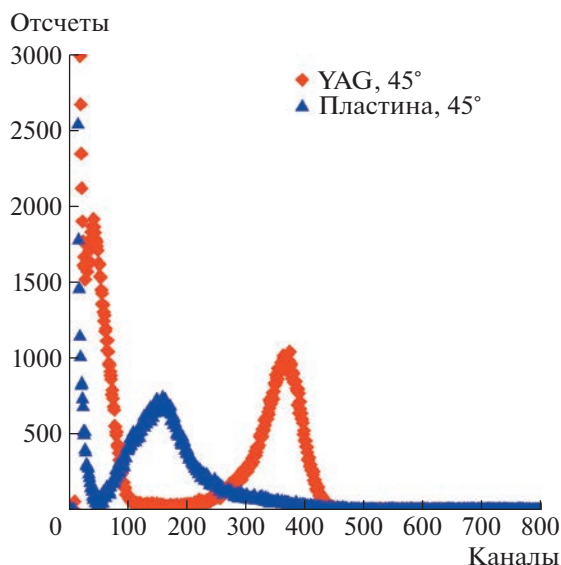


Рис. 3. Амплитудные спектры сетчатого плоского образца $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ и эталонного YAG:Ce, измеренные методом согласно [14].

между эталонным YAG:Ce и $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$, особенно в случае цилиндрического образца. Действительно, форма и размеры эталонного YAG:Ce и плоского образца $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ практически идентичны, как и условия сбора света сцинтилляций, и средний пробег α -частиц от источника до образца. Очевидно, что дальнейшее условие улучшения светосбора лежит в плоскости совершенствования отражательной способности поверхности как цилиндра, так и плоского сетчатого элемента. Это может быть достигнуто как дополнительным химическим травлением поверхностей, так и использованием принтера, обеспечивающего меньшие размеры вокселя при печати.

Применение технологии 3D-печати при создании гетерогенных проточных сцинтилляционных ячеек, используемых в высокоэффективной жидкостной хроматографии, позволит создавать детекторные элементы сложной формы с оптимизированной счетной эффективностью и эффективностью сбора света сцинтилляций. Практически безграничные возможности технологии 3D-печати в создании сложных форм и размеров сцинтилляционных элементов позволяют объединить в одно целое процессы ядерно-физической и оптико-физической компьютерной оптимизации сцинтилляционного элемента и процесс его конструирования как в задачах ВЭЖХ, так и многих других задачах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны к.х.н. Р.Р. Сайфутярову за техническую помощь в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Аналитические исследования выполнены с использованием научного оборудования ЦКП НИЦ “Курчатовский институт” – ИРЕА при финансовой поддержке проекта Российской Федерации в лице Минобрнауки России, соглашение № 075-11-2021-070 от 19.08.2021 в части методов рентгеновской дифракции и сканирующей электронной микроскопии.

Синтез и обработка порошков $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$, а также изготовление сетчатых сцинтилляционных элементов на их основе выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-13-00172, <https://rscf.ru/project/22-13-00172/>, в НИЦ “Курчатовский институт” – ИРЕА. Сцинтилляционные свойства полученных керамических материалов измеряли в Институте ядерных проблем БГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lecoq P., Gektin A., Korzhik M. Inorganic Scintillators for Detector Systems. Physical Principles and Crystal Engineering. Series: Particle Acceleration and Detection. Berlin, Heidelberg: Springer, 2017. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-45522-8>
2. Kanai T., Satoh M., Miura I. // Int. J. Appl. Ceram. Technol. 2013. V. 10. P. E1–E10. <https://doi.org/10.1111/j.1744-7402.2012.02799.x>
3. Cherepy N.J., Kuntz J.D., Seeley J.D., Fisher S.E., Drury O.B., Sturm B.W., Hurst T.A., Sanner R.D., Roberts J.J., Payne S.A. // Proc. SPIE. Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XII. 2010. V. 7805. P. 780501. <https://doi.org/10.1117/12.862503>
4. Chen X., Qin H., Wang X., Yang C., Jiang J., Jiang H. // Journal of the European Ceramic Society. 2016. V. 36. P. 2587. <https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2016.03.008>
5. Dujardin C., Auffray E., Bourret-Courchesne E., Dorenbos P., Lecoq P., Nikl M., Vasil'ev A.N., Yoshikawa A., Zhu R.-Y. // IEEE Trans Nucl Sci. 2018. V. 65. P. 1977. <https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2840160>
6. Kamada K., Yanagida T., Endo T., Tsutumi K., Usuki Y., Nikl M., Fujimoto Y., Fukabori A., Yoshikawa A. // Journal of Crystal Growth. 2012. V. 352. P. 88. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2011.11.085>
7. Korzhik M., Alenkov V., Buzanov O., Dosovitskiy G., Fedorov A., Kozlov D., Mechinsky V., Nargelas S., Tamulaitis G., Vaitkevicius A. // CrystEngComm. 2020. V. 22. P. 2502. <https://doi.org/10.1039/D0CE00105H>
8. Dosovitskiy G.A., Karpyuk P.V., Evdokimov P.V., Kuznetsova D.E., Mechinsky V.A., Borisevich A.E., Fedorov A.A., Pullayev V.I., Dosovitskiy A.E., Korjik M.V. // CrystEngComm. 2017. V. 19. P. 4260. <https://doi.org/10.1039/C7CE00541E>
9. L'annunziata M.F. Handbook of Radioactivity Analysis. Second Edition. 2003. P. 989–1062. <https://doi.org/10.1016/B978-012436603-9/50017-X>
10. <https://www.berthold.com/en/bioanalytic/products/accessories/flow-cells-for-radio-hplc/>

11. Korzhik M., Borisevich A., Fedorov A., Gordienko E., Karpyuk P., Dubov V., Sokolov P., Mikhlin A., Dosovitskiy G., Mechinsky V., Kozlov D., Uglov V. // *J. Lumin.* 2021. V. 234. P. 117933.
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2021.117933>
12. Korjik M., Alenkov V., Borisevich A., Buzanov O., Dormenev V., Dosovitskiy G., Dosovitsliy A., Fedorov A., Kozlov D., Mechinsky V., Novotny R.W., Tamulaitis G., Vasiliev V., Zaunick H.-G., Vaitkevičius A.A. // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section A.* 2017. V. 871. P. 42.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.07.045>
13. Komissarenko D.A., Sokolov P.S., Evstigneeva A.D., Slyusar I.V., Nartov A.S., Volkov P.A., Lyskov N.V., Evdokimov P.V., Putlayev V.I., Dosovitsky A.E. // *Journal of the European Ceramic Society.* 2021. V. 41. P. 684.
<https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2020.09.010>
14. Gordienko E., Fedorov A., Radiuk E., Mechinsky V., Dosovitskiy G., Vashchenkova E., Kuznetsova D., Retivov V., Dosovitskiy A., Korjik M., Sandu R. // *Optical Materials.* 2018. V. 78. P. 312.
<https://doi.org/10.1016/j.optmat.2018.02.045>

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ ГЕНЕРИРУЕМОЙ МОЩНОСТИ ОРОТРОНОВ С ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ В ДИАПАЗОНЕ 180–400 ГГц

© 2023 г. Е. А. Мясин^{а,*}, В. В. Евдокимов^а, А. Ю. Ильин^а

^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: eam168@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 11.05.2022 г.

После доработки 11.07.2022 г.

Принята к публикации 19.09.2022 г.

Описана методика оценки величины генерируемой мощности экспериментальными макетами оротронов с двухрядной периодической структурой, работающих в импульсном режиме с длительностью импульса $2 \cdot 10^{-6}$ с и периодом следования 0.02 с в диапазоне частот от 180 до 400 ГГц. Для реализации методики создан стенд для проведения измерений ослабления СВЧ-тракта в широком частотном диапазоне (180–400 ГГц) на основе ламп обратной волны ОВ-66 (180–260 ГГц) и ОВ-65 (260–360 ГГц), непакетированных в магнитную фокусирующую систему, и показана возможность их работы в импульсном режиме питания с большой скважностью.

DOI: 10.31857/S0032816223020088, EDN: PXSTIM

Оротрон с двухрядной периодической структурой (ДРПС) отличается от оротрона Ф.С. Русина [1] тем, что в нем вместо четвертьволновой периодической структуры, расположенной на плоском зеркале полусферического открытого резонатора, используется ДРПС. Электронный поток в оротроне Ф.С. Русина движется над периодической структурой, вблизи нее, а в оротроне с ДРПС — между двумя рядами периодической структуры, заполняя пролетный канал. В связи с этим эффективность электронно-волнового взаимодействия в оротроне с ДРПС существенно выше. Поэтому к 2002 г. в них достигалась выходная мощность от десятков до единиц киловатт в диапазоне от 3 см до 3 мм соответственно, и работали они в импульсном режиме с большой скважностью. Однако это были генераторы, не имеющие перестройки, а работающие на одной частоте.

Участвуя с 2002 г. в исследованиях по продвижению высокочастотной границы перестройки в оротроне с ДРПС в субмиллиметровый диапазон [2–6], мы смогли обеспечить сначала широкодиапазонную перестройку частоты в 2-миллиметровом диапазоне волн [2] и впервые достичь в 2014 г. частоты 402 ГГц (около 0.75 мм) при диапазоне перестройки более октавы [5, 6]. Приборы работали в импульсном режиме с большой скважностью ($T/\tau = 0.02/(2 \cdot 10^{-6})$), мощность оротрона коротковолновой части миллиметрового диапазона достигала 20 Вт [3], а мощность оротрона

субмиллиметрового диапазона на частоте 402 ГГц не превышала 5 мВт.

Для измерения такого уровня мощности на различных частотах большого диапазона перестройки (более октавы [5, 6]) был использован детектор, работающий в квадратичном режиме, и разработана методика оценки выходной мощности оротронов с ДРПС.

Для реализации данной методики, прежде всего, необходимо знание чувствительности детектора во всем диапазоне измерений, т.е. необходимо провести градуировку детектора. По нашему заказу градуировка чувствительности детектора вместе с детекторной секцией (ДС) в диапазоне 100–165 ГГц была выполнена на оборудовании предприятия АО «НПП «Исток» им. Шокина» по методике одного из разработчиков субмиллиметровых ламп обратной волны (ЛОВ) А.А. Негирева [7], используемой и для других заказчиков.

Для нашей задачи продвижения измерений вверх по частоте, когда чувствительность детектора уменьшается, удобнее использовать величину β , обратную чувствительности. Такая градуировка ДС представлена на рис. 1 в диапазоне от 100 до 165 ГГц. Однако в диапазоне от 165 до 400 ГГц такой градуировки у нас не было. Тогда мы продолжили линейную часть градуировки обратной чувствительности ДС β диапазона 100–165 ГГц до 360 ГГц, исходя из того, что по мере увеличения частоты чувствительность детектора уменьшает-

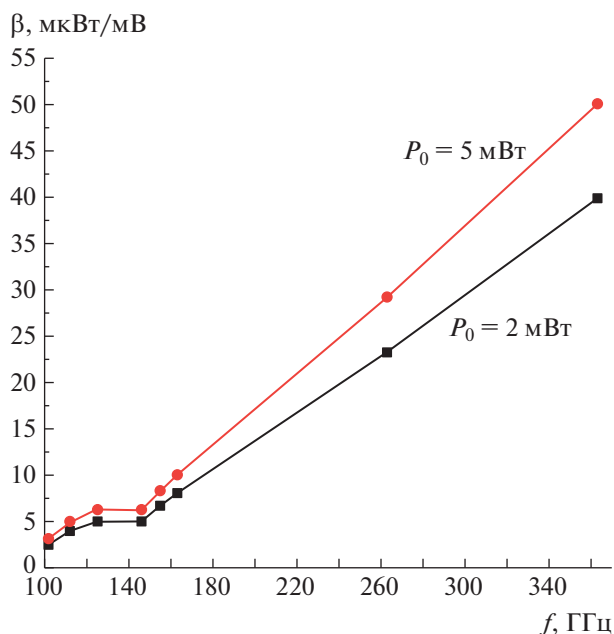


Рис. 1. Градуировка ДС по методике А.А. Негирева и с нашей аппроксимацией при различных значениях мощности генератора P_0 , при которой градуировалась детекторная секция.

ся, поэтому его амплитудная характеристика остается квадратичной при больших амплитудах воздействующего на него сигнала более высокой частоты. Именно такая градуировка ДС была использована нами при расчете мощности излучения на некоторых частотах диапазона перестройки. Обобщенная градуировка ДС в диапазоне до 360 ГГц представлена на рис. 1.

Для расчета мощности излучения на некоторых частотах диапазона перестройки сначала измеряли мощность потерь в СВЧ-тракте между выходным фланцем вывода энергии оротрона с ДРПС и ДС, а затем с использованием градуировки ДС по значению амплитуды сигнала ДС на данной частоте определяли мощность генерируемого излучения. В качестве источников излучения при измерениях потерь в СВЧ-тракте в диапазоне от 180 до 360 ГГц использовали две ЛОВ, непакетированные в твердотельную магнитную систему: ОВ-66 (180–260 ГГц) и ОВ-65 (260–360 ГГц). Для работы с этими ЛОВ необходимо размещать их в постоянном магнитном поле с максимальной величиной не менее 7000 Гс. Поэтому для проведения измерений с их использованием был создан стенд с электромагнитом, в зазоре которого поочередно в специальном устройстве размещали ЛОВ. С помощью этого устройства обеспечивалось максимальное прохождение электронного потока ЛОВ на коллектор. Кроме того, вся измерительная система была выстроена таким образом, чтобы замена деталей

СВЧ-тракта при измерениях не нарушала юстировки ЛОВ. Для этого вся система размещалась на оптической скамье, и излучение, генерируемое ЛОВ, с помощью рупорной антенны передавалось к измерительной части системы через такую же приемную антенну.

Согласно паспорту изготовителя АО “НПП “Исток” им. Шокина”, изделия ЛОВ ОВ-66 и ОВ-65 предназначены для работы с электропитанием в непрерывном режиме. Поскольку лампы были у нас в единичном экземпляре, необходимо было уделить особое внимание их безопасной эксплуатации. При юстировке положения лампы в зазоре электромагнита для оптимального прохождения тока на ее коллектор она легко может быть выведена из строя за счет оседания тока на ее замедляющую структуру. Также необходимо было исключить возможность вывода из строя лампы при неожиданном ослаблении напора в системе водяного охлаждения или при полном отключении.

Чтобы снизить тепловую нагрузку на замедляющую систему ЛОВ, нами впервые было показано [4, 5], что эти лампы (как и другие) могут работать в импульсном режиме с большой скважностью ($T/\tau \gg 1$) при периоде следования импульсов $T = 0.02$ с и длительности импульса $\tau = 100$ мкс, т.е. при $T/\tau = 200$. Для этого был создан специальный модулятор. Блок-схема измерений с использованием этого модулятора представлена на рис. 2.

Специально разработанный модулятор I формировал импульсы отрицательной полярности амплитудой до 4 кВ длительностью 100 мкс, которые подавались на катод ЛОВ (4). Питание модулятора осуществлялось от выпрямителя ВС-22 (2) напряжением 5 кВ, а переменное напряжение накала 6.3 В подавалось от специально разработанного блока. Замедляющая структура и корпус ЛОВ были заземлены. Фокусировка электронного потока осуществлялась магнитным полем напряженностью 7000 Гс от электромагнита с электропитанием от источника напряжения БПЭ (блок питания электромагнита). С целью синхронизации импульсов высокого напряжения с сетевыми пульсациями магнитного поля электромагнита запуск модулятора осуществлялся от импульсного генератора Г5-56, работающего в режиме внешнего запуска от сети с частотой повторения запускающих импульсов 50 Гц. Контроль амплитуды импульсов на выходе модулятора осуществлялся с помощью делителя напряжения 5 и осциллографа 6.

Высокочастотный сигнал с выхода ЛОВ через передающую 10 и приемную 11 рупорные антенны подавался в измерительный тракт со встроенным аттенуатором 9 и, далее, на измеряемый объект 8 . Ослабление этого сигнала определялось по разности сигналов-откликов детекторной сек-

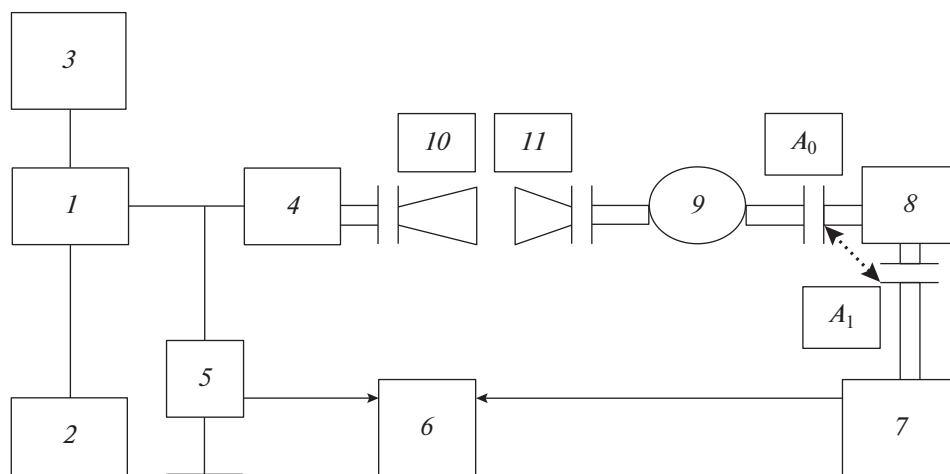


Рис. 2. Блок-схема стенда для измерений ослабления элементов СВЧ-тракта от выхода оротрона с ДРПС до ДС. 1 – модулятор МДА-20/2; 2 – высоковольтный выпрямитель до 5 кВ питания модулятора; 3 – импульсный генератор Г5-56; 4 – ЛОВ с электромагнитом; 5 – делитель напряжения 200:1; 6 – осциллограф АСК 2103 для контроля амплитуды ВЧ-импульса на входе и выходе измеряемого объекта; 7 – детекторная секция; 8 – измеряемый объект; 9 – аттенуатор; 10 и 11 – передающий и приемный рупоры антенны.

ции 7 на входе (A_0) и выходе (A_1) измеряемого объекта 8.

Частота излучения ЛОВ определялась по графику напряжение–частота. Измерение частоты генерируемого сигнала осуществлялось с помощью интерферометра, разработанного в ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН под руководством Ю.Н. Казанцева [8], и детекторной секции, с выхода которой сигнал фиксировался на осциллографе.

Стенд “холодных” измерений в диапазоне 180–360 ГГц представлен на рис. 3.

На рис. 4 представлена схема СВЧ-тракта для измерения выходной мощности и частоты при работе оротрона с ДРПС. Для этого, как сказано выше, предварительно проводились измерения ослабления СВЧ-тракта по блок-схеме на рис. 2 от выхода оротрона с ДРПС до ДС последовательно для всех элементов, представленных на рис. 4.

Измерения ослабления СВЧ-тракта по схеме на рис. 4 проводились для трех элементов: 1 – отрезка волновода сечением $1.2 \times 2.4 \text{ мм}^2$ от выходного фланца вывода энергии оротрона с ДРПС до перехода на сечение $0.8 \times 1.6 \text{ мм}^2$ к аттенуатору; 2 – аттенуатора с сечением тракта $0.8 \times 1.6 \text{ мм}^2$; 3 – интерферометра с переходными фланцами $0.8 \times 1.6 \text{ мм}^2$ на $14 \times 14 \text{ мм}^2$ от аттенуатора и $14 \times 14 \text{ мм}^2$ на $0.8 \times 1.6 \text{ мм}^2$ к ДС.

Для оценки величины генерируемой мощности амплитуда сигнала U , мВ, наблюдаемая на осциллографе, умножалась на величину обратной чувствительности ДС β с учетом ослабления аттенуатора $\alpha_{ат}$ и элементов волноводного тракта $\alpha_{тр}$ в исследуемом диапазоне частот.

Таким образом были градуированы ослабления основных элементов измерительного СВЧ-тракта, которые использовались при проведении “горячих” испытаний экспериментальных макетов оротрона с ДРПС. Выходная мощность $P_{вых}$ в каждом случае определялась по формуле:

$$P_{вых} = U_{ДС} \beta \alpha_{тр} \alpha_{ат}, \quad (1)$$

где $U_{ДС}$ – амплитуда сигнала детекторной секции; β , мкВт/мВ – величина, обратная чувствительности ДС; $\alpha_{тр}$ – суммарное ослабление элементов тракта на данной частоте; $\alpha_{ат}$ – ослабление аттенуатора.

Для СВЧ-тракта, используемого в эксперименте и представленного на рис. 4 указанными выше элементами 1–3:

$$\alpha_{тр} [\text{разы}] = \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3. \quad (2)$$

Значения β , $\alpha_{тр}$, $\alpha_{ат}$ в диапазоне 360–402 ГГц считались равными их значениям на частоте 360 ГГц. Поэтому расчетные значения мощности в этом участке диапазона занижены из-за снижения чувствительности ДС (из-за увеличения β) примерно на 15%.

Таким образом была проведена градуировка трех участков СВЧ-тракта от выходного фланца оротрона до ДС для разных частот диапазона 180–400 ГГц. Общий коэффициент ослабления генерируемого сигнала в схеме “горячих” измерений на рис. 4 на каждой частоте составил, таким образом:

$$K_{\Sigma} [\text{разы}] = K(\beta) K(\alpha_{ат}) K(\alpha_{тр}), \quad (3)$$

$$K_{\Sigma} [\text{дБ}] = K(\beta) + K(\alpha_{ат}) + K(\alpha_{тр}). \quad (4)$$

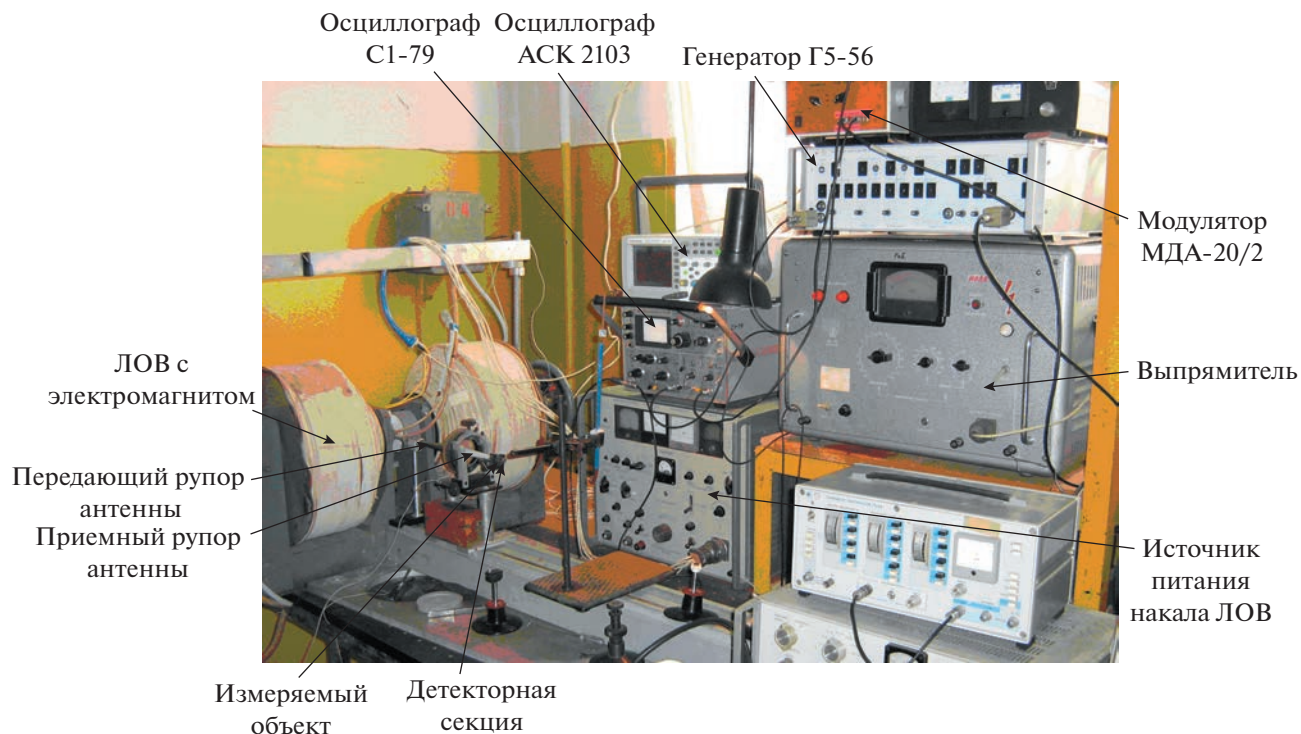


Рис. 3. Стенд для “холодных” измерений в диапазоне 180–360 ГГц.

Оценка ошибки измерений каждого элемента по формуле (1) дает примерно следующий результат: $\Delta K(\beta) \approx 9\%$; $\Delta K(\alpha_{ат}) \approx 11\%$; $\Delta K(\alpha_{тр}) \approx 13\%$.

Тогда

$$\Delta K = \Delta K(\beta) + \Delta K(\alpha_{ат}) + \Delta K(\alpha_{тр}) \approx 9\% + 11\% + 13\% \approx 33\%. \quad (5)$$

В качестве примера на рис. 5 приведены результаты измерений α_1 и α_3 .

При измерениях в этом диапазоне аттенуатор использовался только в положении “ослабление 0”, он был нужен для того, чтобы ослабить сигнал и защитить ДС от выхода из строя при мощной низкочастотной генерации при повышении напряжения до желаемого. В этом диапазоне можно считать, что $\alpha_2 \approx 1$.

Описанная выше методика оценки величины генерируемой мощности экспериментальных макетов оротронов с ДРПС не учитывает в 1-миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах сверхразмерность измерительного волноводного тракта 2-миллиметрового диапазона с поперечным сечением $0.8 \times 1.6 \text{ мм}^2$. Поэтому измеренные значения ослабления СВЧ-тракта должны быть скорректированы с учетом этого факта. Нетрудно показать, как это сделано в Приложении, что эта коррекция должна привести к увеличению значений мощности на всех частотах, вычисленных по описанной методике, кроме тех, при которых максимум ВЧ-поля волны типа H_{10} имеет место на середине широкой стенки волновода сечением

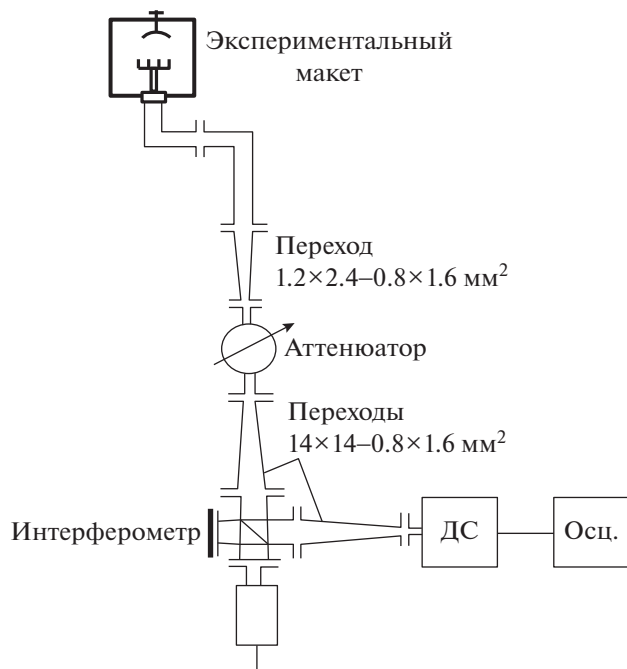


Рис. 4. Реальный СВЧ-тракт для измерений мощности и частоты излучения оротрона в рабочем режиме.

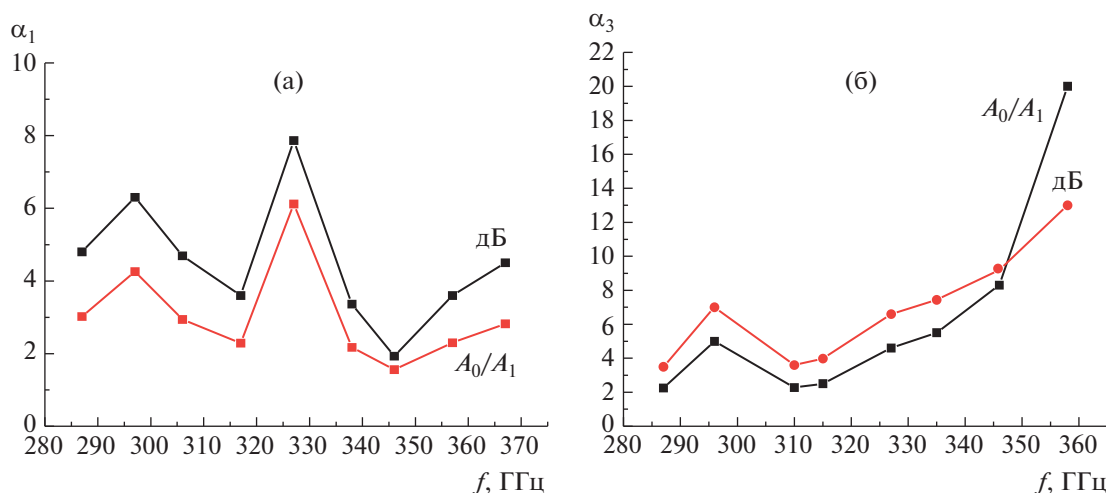


Рис. 5. Ослабление участков СВЧ-тракта: а – 1; б – 3.

$0.8 \times 1.6 \text{ мм}^2$. На этих частотах вычисленные значения мощности не изменяются.

Таким образом, предлагаемая методика оценки мощности генерации оротронов, не учитывающая сверхразмерность волновода ДС, может быть с уверенностью использована для определения верхней границы перестройки частоты оротронов вплоть до 400 ГГц, где зафиксирована минимальная мощность генерации 5 мВт. Именно решение этой задачи при измерениях было главным для продвижения верхней границы перестройки в новых конструкциях оротронов вверх по частоте.

Несмотря на небольшую точность измерений, данная методика позволила оценить мощность, генерируемую различными конструкциями оротронов с ДРПС в импульсном режиме в диапазоне частот от 180 до 402 ГГц и с широким диапазоном выходных мощностей, от 20 до $5 \cdot 10^{-3}$ Вт (см. соответственно [3] и [5, 6]). В результате коррекции измерений путем учета сверхразмерности СВЧ-тракта величина реальной выходной мощности может быть только равной или больше измеренной.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим вопрос влияния сверхразмерности СВЧ-тракта на измерения мощности излучения оротронов с ДРПС по предлагаемой методике более подробно. Полагаем, что в волноводе 2-миллиметрового диапазона с поперечным сечением $0.8 \times 1.6 \text{ мм}^2$ и в 1-миллиметровом, и в субмиллиметровом диапазонах возбуждается волна основного типа H_{10} .

Тогда для частоты 400 ГГц ($\lambda = 0.75 \text{ мм}$) можно по известной формуле вычислить длину волны в

волноводе для волны типа H_{10} . Она оказывается равной 0.77 мм. Для волновода сечением $0.8 \times 1.6 \text{ мм}^2$ это означает, что вдоль широкой стенки волновода укладывается $(1.6/0.77) = 2.077922$ волны, т.е. приблизительно 4 полуволны. Следовательно, посередине широкой стенки волновода значение амплитуды поля близко к 0. Однако детекторный диод, который обычно размещают в максимуме ВЧ-поля основного типа волны H_{10} , имеет ненулевые размеры (или имеет место неточность изготовления), и поэтому нам удалось и на этой частоте зафиксировать мощность генерации 5 мВт. На самом деле, мощность генерации может быть в несколько раз больше.

Такой же расчет дает для длины волны 1 мм в свободном пространстве длину волны типа H_{10} в волноводе, равную $\lambda_b = 1.0527 \text{ мм}$. Следовательно, на длине широкой стенки волновода укладывается $1.6/1.0527 = 1.519$ волны (т.е. примерно $1.5\lambda_b$) и достигается максимум ВЧ-поля. Таким образом, для длин волн в свободном пространстве короче 1 мм постепенно, вплоть до $\lambda_0 = 0.75 \text{ мм}$, показания детектора будут уменьшаться до 0, отклоняясь от показаний, которые соответствовали бы градуировке. То же самое можно сказать и о поведении детектора в диапазоне длин волн от 1 мм до $\lambda_0 = 1.43 \text{ мм}$ (209.63 ГГц), т.е. для $\lambda_b = 1.6 \text{ мм}$, где опять должен быть минимум ВЧ-поля волны типа H_{10} . Следующий (последний) максимум поля будет достигаться при $0.5\lambda_b = 1.6 \text{ мм}$, т.е. $\lambda_b = 3.2 \text{ мм}$, что соответствует $\lambda_0 = 2.26 \text{ мм}$ (136.36 ГГц), т.е. середине 2-миллиметрового диапазона 100–150 ГГц.

Эта ситуация может быть описана с помощью введения функции в виде $F(\lambda_b) = \cos(\pi/(0.5b))\lambda_b$, где b – длина широкой стенки волновода 2-миллиметрового диапазона длин волн; λ_b – длина

волны в волноводе, соответствующая измеренной длине волны в свободном пространстве. Эта функция определена на отрезке $[0, 1]$. Скорректированная величина мощности $P_{\text{ВЫХ}}$, измеренной по предлагаемой методике (см. формулу (1)), т.е. с использованием нашей градуировки, в этом случае должна быть вычислена по следующей формуле:

$P_{\text{ВЫХ}}^{\text{КОР}} = P_{\text{ВЫХ}} [1/F(\lambda_{\text{В}})] = P_{\text{ВЫХ}} [1/\cos(\pi/(0.5b))\lambda_{\text{В}}]$. Однако в этом случае при тех значениях $\lambda_{\text{В}}$, при которых функция $F(\lambda_{\text{В}})$ обращается в 0, функция $P_{\text{ВЫХ}}^{\text{КОР}}$ обращается в бесконечность. Поэтому такой коррекцией пользоваться нельзя. В этом случае вблизи нулевых значений $F(\lambda_{\text{В}})$ следует определить область, в которой такая коррекция еще возможна. Это самостоятельная задача, она не имеет отношения к данной работе. Однако вблизи максимумов значений функции $F(\lambda_{\text{В}})$ такая коррекция вполне возможна. Чтобы в этом убедиться, необходимо провести с этой точки зрения анализ уже измеренных нами характеристик различных макетов оротронов. Это задача для следующей работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. № 6. С. 236.
2. Мясин Е.А. // Радиотехника. 2004. № 2. С. 22.
3. Мясин Е.А., Соловьёв А.Н. // Радиотехника и электроника. 2021. Т. 66. № 7. С. 673. <https://doi.org/10.31857/S0033849421070093>
4. Мясин Е.А. // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 9. С. 1.
5. Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. // Труды II Всероссийской микроволновой конференции. М.: Изд-во ИРЭ РАН, 2014. С. 322.
6. Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 5. С. 409.
7. Негирев А.А., Фёдоров А.С. // Электронная техника. 1999. № 4. С. 41.
8. Аплеталин В.Н., Дьяконова О.А., Казанцев Ю.Н., Солосин В.С. // Измерительная техника. 1991. № 7. С. 40.

ИСПЫТАТЕЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР СИГНАЛОВ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

© 2023 г. В. М. Пиксаев^а, Д. И. Зайчиков^а, Д. В. Пьянзин^{б,*}

^аПАО «Электровыпрямитель»

Россия, 430001, Республика Мордовия, Саранск, ул. Пролетарская, 126

^бНациональный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва
Россия, 430005, Республика Мордовия, Саранск, ул. Большевикская, 68

*e-mail: ryanzin-dv@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.07.2022 г.

После доработки 05.09.2022 г.

Принята к публикации 18.10.2022 г.

Представлены результаты разработки трехканального генератора сигналов произвольной формы с функцией программируемого источника питания для настройки и отладки плат систем автоматического управления преобразовательными устройствами, требующими синхронизации с сетью. Особенности устройства являются возможность имитации трехфазной искаженной сети для проверки и настройки синхронизации плат управления, а также наличие гальванической развязки между тремя каналами, что позволяет использовать генератор в качестве источника питания трехфазных цепей. Генератор обеспечивает формирование выходных сигналов для каждого из каналов в диапазоне напряжений ± 25 В с максимальным током до 2 А. Частотный диапазон переменных сигналов генератора 0.01–10 кГц. В настоящее время генератор применяется на ПАО «Электровыпрямитель» для имитации провалов, искажений сети и перекосов фаз, для настройки систем фазовой автоподстройки частоты, а также аналоговых и цифровых фильтров.

DOI: 10.31857/S003281622302009X, EDN: PXUQVZ

ВВЕДЕНИЕ

При разработке, макетировании и наладке систем управления различными электропреобразовательными устройствами, требующими синхронизации от электрической сети, разработчики очень часто сталкиваются с проблемой имитации различных искажений сети, а также аварийных событий, таких как обрыв или перекося одной и более фаз [1]. Примерами таких электропреобразовательных устройств являются управляемые выпрямители, активные выпрямители с коррекцией коэффициента мощности, устройства плавного пуска, ведомые сетью инверторы, преобразователи частоты с переводом электродвигателя на сеть и т.п. [2, 3].

При синхронизации или питании устройств от реальной электрической сети имитация искажений заданной формы является непростой задачей, так как использование стандартных генераторов сигналов не решает указанной проблемы. Как правило, при использовании стандартных генераторов разработчик сталкивается со следующими проблемами: имеющиеся в широком потреблении генераторы содержат один или два канала, что недостаточно при имитации трехфазной сети; использование трех независимых генераторов затруднительно из-за сложности их синхронизации

между собой; функционал генераторов не позволяет получить необходимые формы сигналов. В настоящее время в продаже появились трехканальные генераторы сигналов, но их каналы имеют гальваническую связь, что накладывает определенные ограничения при их использовании, кроме того, выходная мощность каналов таких генераторов, как правило, ограничена.

Для решения вышеперечисленных задач был разработан трехканальный генератор сигналов произвольной формы с гальванически развязанными каналами, обеспечивающий также функции программируемого источника питания.

УСТРОЙСТВО И РАБОТА ГЕНЕРАТОРА

Разработанное устройство представляет собой трехканальный генератор сигналов произвольной формы с функцией программируемого источника питания. Важнейшей функцией устройства является возможность имитации трехфазной искаженной сети для проверки и настройки синхронизации плат управления. Особенностью генератора является также наличие гальванической развязки между тремя каналами, что позволяет использовать его в качестве источника питания трехфазных цепей или цепей с отдельным пита-

Таблица 1. Основные электрические характеристики генератора

Наименование параметра	Значение параметра
Количество независимых каналов	3
Максимальный диапазон изменения выходного напряжения, В	от -25 до $+25$
Шаг установки выходного напряжения, В	0.1
Максимальный продолжительный ток одного канала, А	2
Минимальное напряжение изоляции между каналами, кВ	1
Частотный диапазон переменных сигналов, кГц	0.01–10
Относительная погрешность частоты переменного сигнала, не более	$10^{-2}\%$
Напряжение питания генератора, В	230 ($\pm 10\%$)
Частота питающей сети, Гц	40–70
Интерфейс связи с персональным компьютером	USB
Габаритные размеры (Д \times Ш \times В), мм	431 \times 203 \times 129

нием. Кроме того, указанная особенность позволяет подключать каналы последовательно для создания сигналов большей амплитуды. Генератор обеспечивает формирование выходных сигналов для каждого из каналов в диапазоне напряжений ± 25 В с максимальным током до 2 А.

Управление параметрами генерируемых сигналов может осуществляться с помощью как клавиатуры, расположенной на передней панели прибора, так и персонального компьютера с применением разработанного программного обеспечения. Для подключения к компьютеру используется USB-интерфейс. Для индикации выбранного режима работы и параметров генерируемого сигнала используются жидкокристаллические дисплеи. Генератор удовлетворяет требованиям электромагнитной совместимости, поскольку используется в непосредственной близости к чувствительным к электромагнитным помехам цепям.

Основные электрические характеристики генератора приведены в табл. 1.

Структурно устройство состоит из трех функциональных узлов (рис. 1):

- 1) блока управления и индикации (БУИ);
- 2) трех идентичных блоков формирования выходных аналоговых сигналов (каналы 1–3);
- 3) источника питания.

Блок управления и индикации построен на основе двух микроконтроллеров STM32F103C8T6. Задачами первого микроконтроллера (ведущий) являются формирование заданной формы сигналов на выходах генератора, управление напряжением питания выходных каскадов трех генерирующих каналов (каналы 1–3), запись и чтение информации из внешней энергонезависимой памяти по протоколу SPI, контроль пятикнопочной клавиатуры и органов управления (энкодеры), обмен данными со вторым микроконтроллером (ведомый) по протоколу SPI и персональным компью-

тером по USB. В устройстве реализован метод генерации сигналов, основанный на преобразовании массива точек, заданных в цифровой форме первым микроконтроллером блока управления и индикации, в аналоговый сигнал с помощью цифроаналогового преобразования (ЦАП) [4]. В каналах 1–3 выполняется преобразование цифрового сигнала с БУИ в аналоговый с дальнейшим его усилением. Второй микроконтроллер осуществляет обмен данными с ведущим микроконтроллером, обрабатывает все принятые команды верхнего уровня, управляет светодиодной индикацией и тремя жидкокристаллическими индикаторами устройства, на которые выводятся параметры формируемых сигналов и режимы работы по каждому генерирующему каналу.

Рассмотрим особенности построения блока формирования выходных аналоговых сигналов на примере канала 1. На рис. 2 приведена принципиальная схема канала 1. На вход канала с блока управления и индикации по интерфейсу SPI поступают закодированные двоичным кодом отсчеты сигнала, заданные пользователем. Цифровой изолятор DD_1 (ADUM1400BRW) обеспечивает гальваническую развязку между блоком БУИ и соответствующим выходным каналом генератора, а также выполняет функцию ретранслятора, т.е. восстанавливает фронты принятого цифрового сигнала. Далее сигнал поступает на ЦАП DD_3 (MCP4921), после которого с помощью фильтра нижних частот ФНЧ (R_6, C_{17}) выполняется фильтрация высокочастотных составляющих спектра аналогового сигнала, появившихся в результате преобразования. Поскольку в схеме используется однополярный ЦАП, на выходе ФНЧ формируется однополярный сигнал. С помощью вычитателя (дифференциальный каскад на микросхеме DA_3 (OP07CD)) получаем двуполярный сигнал. Данный сигнал поступает на инвертирующий усилитель [5] DA_4 (OP07CD) с регулируемым ко-

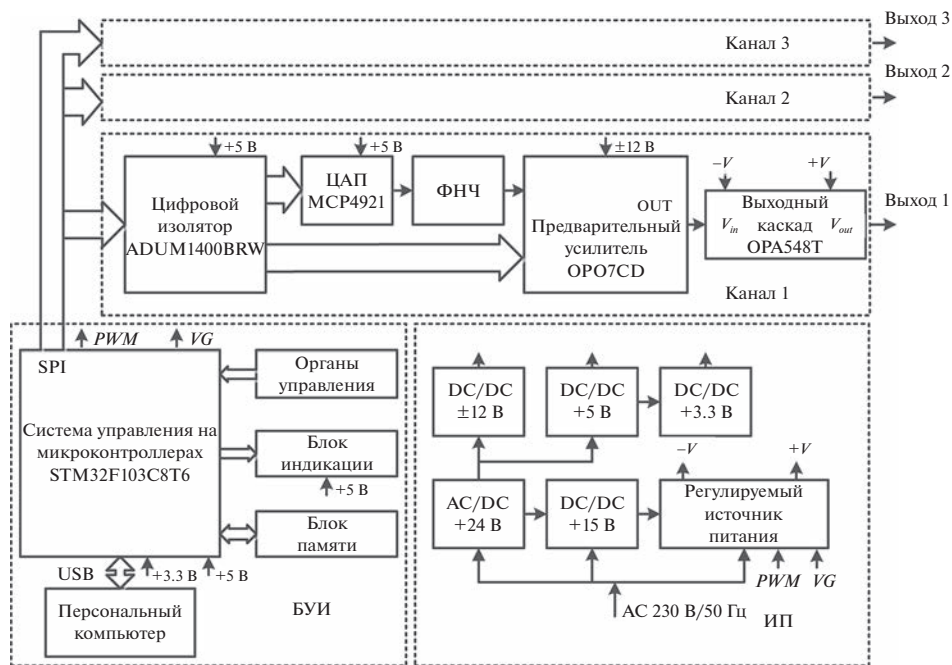


Рис. 1. Структурная схема генератора. ФНЧ – фильтр нижних частот; ЦАП – цифроаналоговый преобразователь; БУИ – блок управления и индикации; ИП – источник питания; DC/DC – преобразователь постоянного напряжения в постоянное; AC/DC – преобразователь переменного напряжения в постоянное; PWM – сигнал задания значения напряжения управления; VG – сигнал задания напряжения выходного каскада генератора; ±V – напряжения питания выходного каскада генератора.

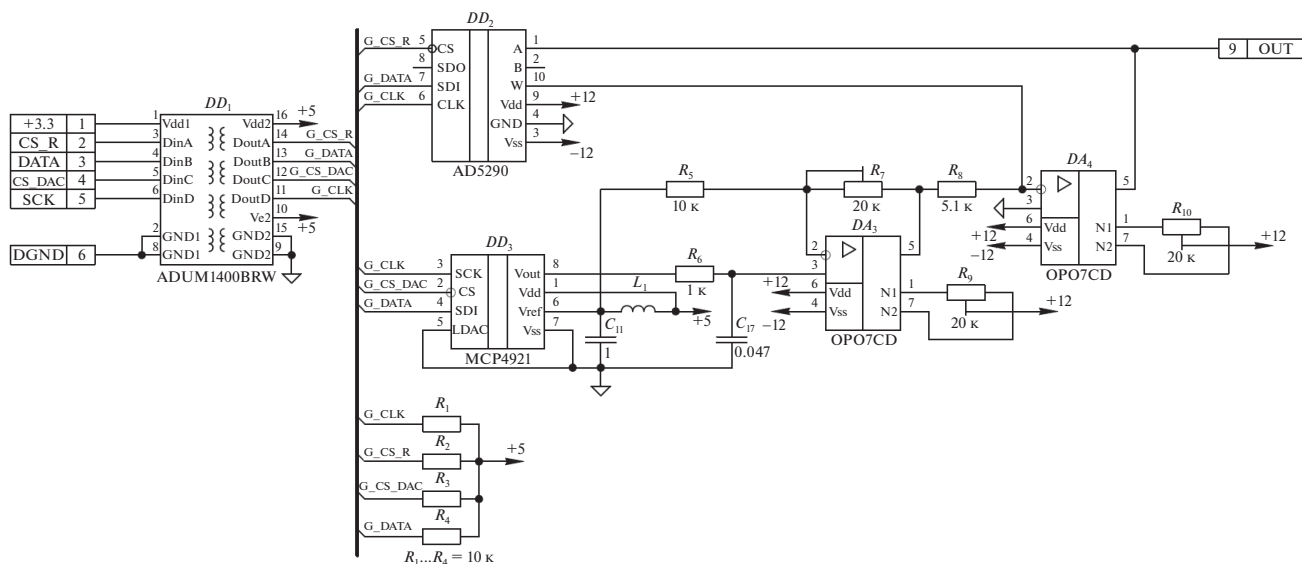


Рис. 2. Принципиальная схема блока формирования сигнала канала 1.

эффицентом усиления. Коэффициент усиления изменяется посредством задания величины сопротивления цифрового резистора DD_2 (AD5290) по интерфейсу SPI с блока управления и индикации. Это необходимо для изменения уровня выходного сигнала генератора по команде пользователя. Далее сигнал подается (выход OUT) на выходной каскад генератора (вход V_{in}).

Выходной каскад (рис. 3) выполняет усиление аналогового сигнала до заданного уровня, а также согласует выходное сопротивление с нагрузкой. Каскад построен на основе мощного операционного усилителя DA_1 (OPA548T), включенного по инвертирующей схеме. Данная микросхема разработана специально для применения в линейных блоках питания. Усилитель имеет также спе-

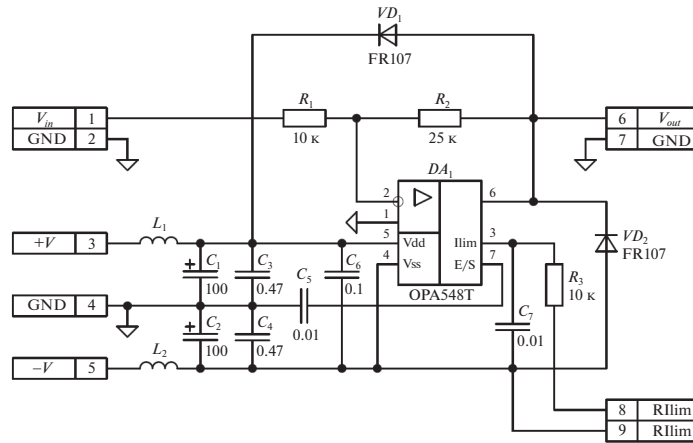


Рис. 3. Принципиальная схема выходного каскада канала 1.

циальные входы разрешения и ограничения тока (вход 3 микросхемы), что позволило реализовать в устройстве функции выключения генерации каналов и ограничения максимального уровня выходного тока, а также защиту от короткого замыкания на выходе. Выходной каскад работает в линейном режиме, что позволяет избежать появления высокочастотных помех на выходе генератора. Однако недостатком линейных схем является низкий коэффициент полезного действия и, как следствие, большая рассеиваемая тепловая мощность на основном элементе выходного каскада. Для уменьшения данного недостатка и снижения тепловых потерь на OPA548T в схеме используется управляемый источник питания. Уровень напряжения питания операционного усилителя (входы +V и -V) может изменяться в следующих пределах: от -28 до -7 В – нижнее значение напряжения; от +7 до

+28 В – верхнее значение. Значение напряжения задается БУИ в зависимости от генерируемого уровня выходного напряжения. Это позволяет уменьшить падение напряжения на выходном каскаде и снизить рассеиваемую тепловую мощность.

ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ ГЕНЕРАТОРА

Источник питания формирует гальванически развязанные, регулируемые напряжения для формирования выходных сигналов, а также для питания внутренних цепей генератора.

Разработка источника питания выполнялась с учетом ряда требований:

- 1) для питания выходных каскадов каналов 1–3 необходим регулируемый источник питания;

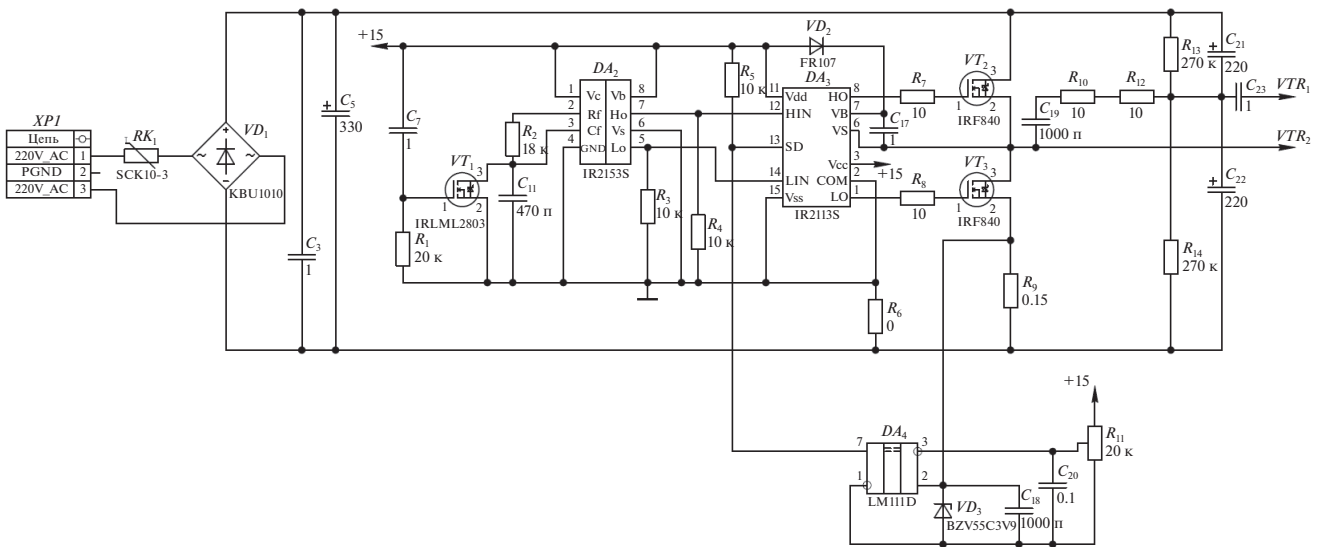


Рис. 4. Принципиальная схема полумостового инвертора источника питания.

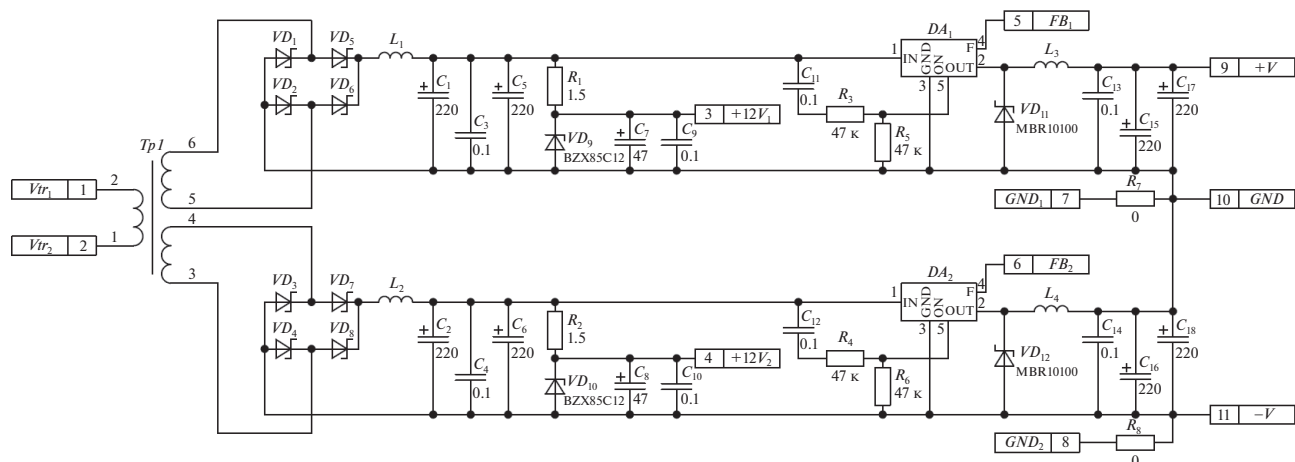


Рис. 5. Принципиальная схема блока формирования регулируемого напряжения. DA_1, DA_2 – LM2596HVGT-AC; VD_1 – VD_8 – SR5100.

2) маломощная часть каналов 1–3 должна иметь независимый источник, так как напряжение питания выходных каскадов изменяется в широком диапазоне и может выходить за границы допустимых значений;

3) поскольку блок управления и индикации гальванически развязан от каналов 1–3, данному блоку также необходим отдельный источник питания.

Для формирования регулируемых напряжений питания выходных каскадов каналов 1–3 (напряжения $+V$ и $-V$) применяется схема полумостового инвертора [2] (рис. 4). Напряжение электрической сети выпрямляется диодным мостом VD_1 (KBU1010), фильтруется конденсаторами C_3 и C_5 и подается на полумостовую схему на транзисторах VT_2, VT_3 (IRF840). Управление полумостовой схемой выполняется специализированными драйверами DA_2 (IR2153S) и DA_3 (IR2113S). Напряжение с полумостового инвертора подается на первичную обмотку высокочастотного трансформатора $Tp1$ (входы Vtr_1 и Vtr_2) блока формирования регулируемого напряжения (рис. 5). Частота преобразования составляет 84 кГц. Трансформатор выполнен на сердечнике ER 35/20/11 [6] (материал N87), число витков первичной обмотки 25, каждая из вторичных обмоток содержит по 8 витков. Для намотки обмоток использовался провод ПЭТВ-2 сечением 0.35 мм^2 .

Напряжения со вторичных обмоток данного трансформатора выпрямляются и регулируются независимо друг от друга, при этом последовательное соединение данных регуляторов образует двухполярный источник питания. В качестве регулятора напряжения применяется микросхема LM2596HVGT-ADJ, представляющая собой понижающий DC/DC-преобразователь, выходное

напряжение которого можно регулировать путем изменения напряжения U_{VFB} на входе 4-обратной связи микросхемы. Регулирование осуществляется микроконтроллером блока управления и индикации генератора. Схема управления напряжением обратной связи (рис. 6) формирует заданное напряжение, согласно выражению [7]

$$U_{VFB} = 1.23 \text{ В} + U_{VG} \frac{10}{85} - U_{PWM},$$

где U_{VG} – напряжение выходного каскада генератора (вход VG на схеме); U_{PWM} – напряжение управления (диапазон изменения 0–3.3 В), оно формируется микроконтроллером с использовани-

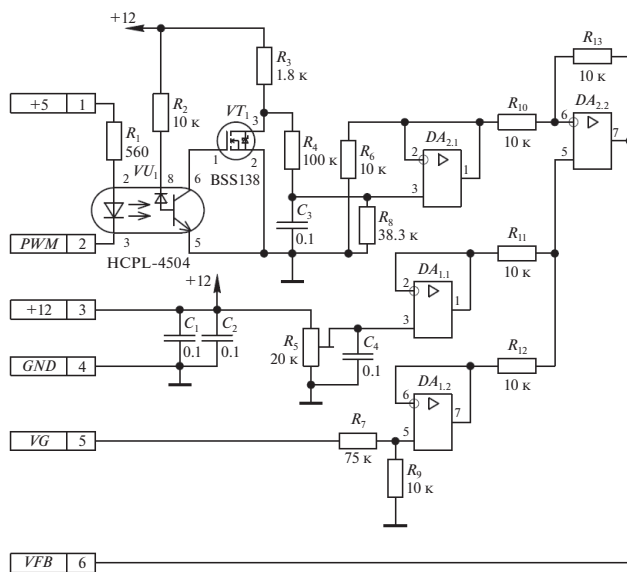


Рис. 6. Схема управления напряжением обратной связи.

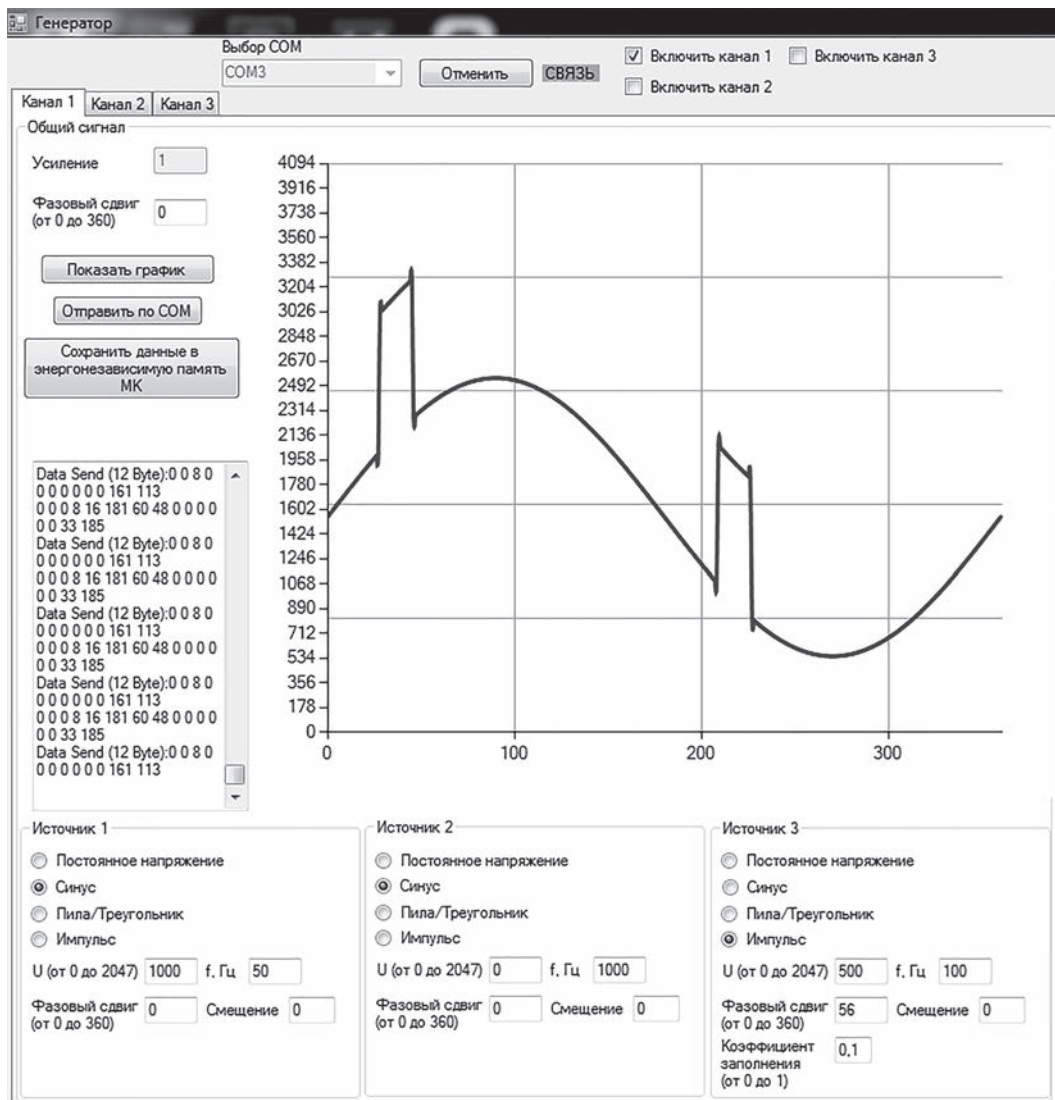


Рис. 7. Интерфейс программного обеспечения генератора.

ем широтно-импульсной модуляции (вход *PWM* на схеме).

Схема состоит из дифференциального каскада $DA_{2,2}$, на инвертирующий вход которого подается напряжение U_{PWM} , а на неинвертирующий – сумма опорного напряжения 1.23 В и напряжения U_{VG} , умноженного на соответствующий коэффициент 10/85. Опорное напряжение задается потенциометром R_5 , коэффициент 10/85 – делителем напряжения на элементах R_7 и R_9 . В схеме применяется операционный усилитель LM258.

Помимо регулируемого напряжения питания выходных каскадов каналов 1–3, источник питания генератора формирует также напряжения +24, +15, ±12, +5, +3.3 В (см. рис. 1). Напряжение +24 В формируется из сетевого напряжения с применением AC/DC-преобразователя. Исполь-

зовался стандартный источник питания мощностью 24 Вт. Из напряжения +24 В непосредственно формируются +15 В (питание драйверов регулируемого источника питания), ±12 В (питание операционных усилителей маломощной части каналов 1–3) и +5 В (питание цифровой части генератора) с применением DC/DC-преобразователей на микросхемах FD003-S, AM1/4L-2415D-N и AM6T-2405SZ соответственно. Для питания цифровой части генератора также используется напряжение +3.3 В, которое преобразуется из +5 В с применением микросхемы LF33-CV.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАТОРА

Разработанный генератор может работать как с подключением к персональному компьютеру,

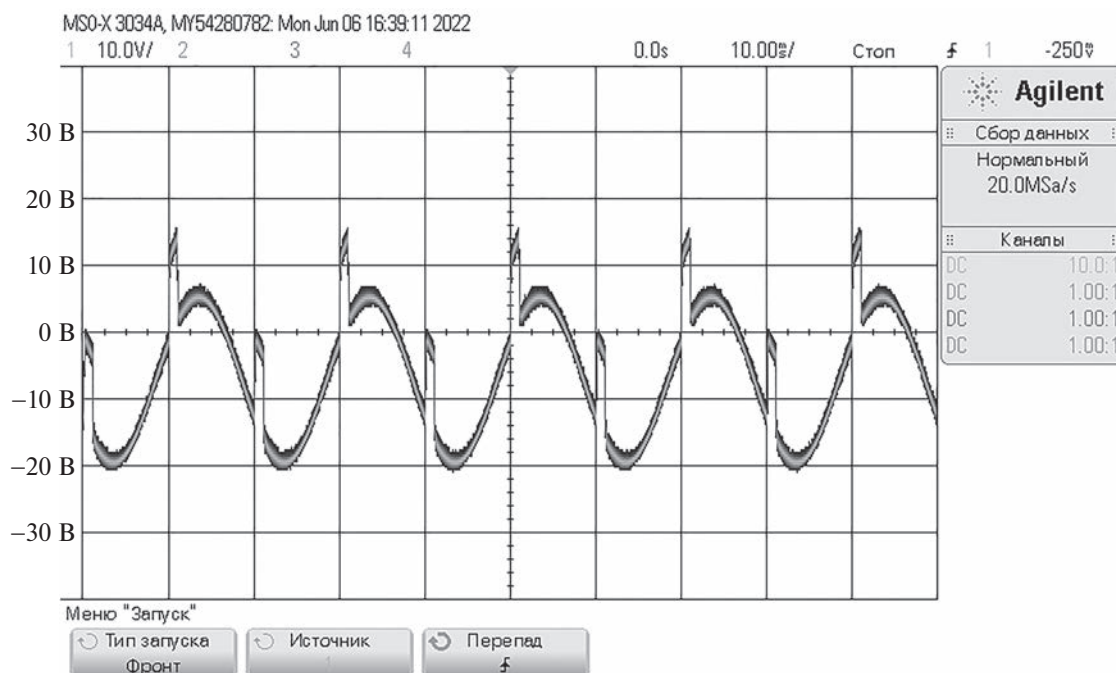


Рис. 8. Пример сгенерированного сигнала.

так и независимо. При работе генератора без подключения к персональному компьютеру могут формироваться следующие формы сигналов по каждому каналу:

- прямоугольные импульсы с изменением амплитуды, частоты, скважности и фазы относительно других каналов;
- треугольный сигнал с изменением амплитуды, частоты, коэффициента пропорциональности между длительностями нарастания и спада, фазы относительно других каналов;
- синусоидальный сигнал с изменением амплитуды, частоты и фазы относительно других каналов;
- сигнал белого шума с изменением амплитуды и возможностью его наложения на стандартные формы сигналов;
- сигнал, предварительно переданный с компьютера и сохраненный в энергонезависимой памяти устройства.

При подключении к компьютеру через USB-интерфейс функциональные возможности генератора значительно расширяются. С помощью разработанного программного обеспечения (рис. 7) можно сгенерировать и передать в энергонезависимую память устройства практически любую форму сигнала, ограниченную лишь максимальной частотой дискретизации генератора (10 кГц) и разрядностью цифроаналогового преобразователя (12 разрядов, т.е. 4096 уровней квантования).

На рис. 8 приведен пример сгенерированного сигнала.

Сформированная на компьютере форма сигнала для каждого канала в виде массива данных отправляется в микроконтроллер. При необходимости сформированные формы сигналов можно сохранить в энергонезависимой памяти устройства и использовать их уже без подключения к компьютеру.

Максимальная частота дискретизации генератора составляет 10 кГц и ограничена скоростью обмена по интерфейсу последовательной передачи данных SPI. Поскольку все три генерирующих канала получают данные по одной шине SPI, скорость обмена делится между тремя каналами. Таким образом, при отключении одного канала частота дискретизации возрастает до 15 кГц, а при одном включенном канале – до 30 кГц. Дальнейшее увеличение частоты дискретизации ограничено возможностью микроконтроллера (как по объему оперативной памяти, так и по скорости обработки данных). Отсюда можно сделать вывод о большом потенциале устройства в плане дальнейшей модернизации. При использовании программируемых логических интегральных схем с внешней оперативной памятью имеется возможность добиться частоты дискретизации в несколько мегагерц. Возможно расширение функционала программы для компьютера, например получение массива данных для генерации сигналов из таблиц формата Excel и т.п.

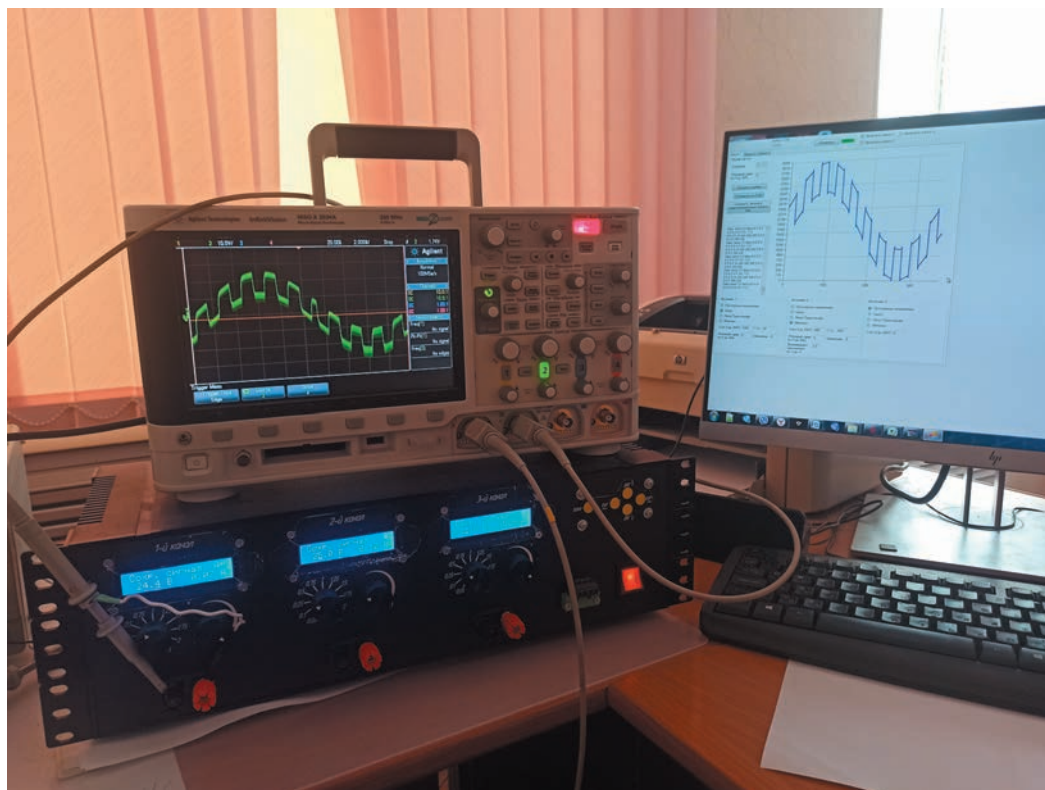


Рис. 9. Фотография генератора в составе испытательного стенда.



Рис. 10. Фотография генератора с открытой верхней крышкой.

На рис. 9 приведена фотография генератора в составе испытательного стенда, а на рис. 10 показан внешний вид устройства с открытой верхней крышкой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан трехканальный генератор сигналов произвольной формы с функцией программируемого источника питания для настройки и отладки плат систем автоматического управления преобразовательными устройствами, требующими синхронизации с сетью. В настоящее время данный генератор применяется для решения следующих задач при испытаниях аппаратов на ПАО “Электровыпрямитель”: имитации провалов, искажений сети и перекосов фаз; настройки систем фазовой автоподстройки частоты; настройки аналоговых и цифровых фильтров. Частоты дискретизации генератора 10 кГц вполне достаточно для решения большинства задач, связанных с

имитацией сетей частотой 50 Гц. Кроме того, отмечен большой модернизационный ресурс данного устройства в плане увеличения функциональных возможностей и частоты дискретизации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Куско А., Томпсон М.* Качество энергии в электрических сетях / Пер. с англ. А.Н. Рабодзея. М.: Додэка-XXI, 2008.
2. *Милешин В.И.* Транзисторная преобразовательная техника. М.: Техносфера, 2005.
3. *Бурков А.Т.* Электронная техника и преобразователи. Учеб. для вузов трансп. М.: Транспорт, 1999.
4. *Потехин В.А.* Схемотехника цифровых устройств: учеб. пособие для вузов. Томск: В-Спектр, 2012.
5. *Carter B., Mancini R.* Op Amps for Everyone: Newnes. 5th edition. 2017.
6. https://www.tdk-electronics.tdk.com/inf/80/db/fer/er_35_20_11.pdf
7. <https://www.ti.com/lit/ds/symlink/lm2596.pdf>

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА МЯГКОЙ КОМПОНЕНТЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ МИФИСТ-0

© 2023 г. Н. Е. Ефимов^а, И. Г. Григорьева^а, А. А. Макаров^а, С. А. Крат^а,
А. С. Пришвицын^а, А. И. Алиева^а, А. С. Савёлов^а, Д. Л. Кирко^а, Г. Х. Салахутдинов^{а,*}

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 18.07.2022 г.

После доработки 03.09.2022 г.

Принята к публикации 08.11.2022 г.

Представлена методика и результаты измерения спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы на малом сферическом токамаке МИФИСТ-0. Измерения проводились методом “серых” фильтров с использованием многоканального спектрометра на основе термолуминесцентных детекторов фторида лития LiF (Mg, Ti). Данная методика позволила провести исследования рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.2–15 кэВ. Получен спектр мягкой компоненты рентгеновского излучения.

DOI: 10.31857/S0032816223020155, EDN: GSSMBW

ВВЕДЕНИЕ

В рамках программы по освоению управляемого термоядерного синтеза широкое развитие получили тороидальные установки с магнитным удержанием плазмы – токамаки. Физическая картина явлений в высокотемпературной плазме этих установок еще далека от полного понимания и является предметом интенсивных исследований, которые невозможно проводить без создания диагностической аппаратуры, позволяющей получать надежную информацию о процессах в плазме. Поскольку основной задачей будущих токамаков-реакторов является нагрев плазмы до выхода на режим зажигания термоядерной реакции с последующим горением [1, 2], одним из важнейших параметров, характеризующих эффективность работы установки, является температура компонентов плазмы.

В настоящее время разработано и применяется множество различных методов определения электронной температуры плазмы. Так, одна из ранних диагностик основана на оценке температуры электронной компоненты плазмы по формуле Спитцера на основе измеренной электропроводности плазмы [3]. Данный способ привлекателен простотой технической реализации, однако интерпретация данных может быть осложнена при наличии примесей в плазме или пучков ускоренных электронов [4].

Другое бесконтактное средство диагностики температуры электронов в токамаках основано на изме-

рении мощности излучения в области электронно-циклотронной частоты, что позволяет определить температуру электронов для конкретного излучающего слоя плазмы в соответствии с формулой Рэ-ля–Джинса. Недостатком методики является необходимость калибровки детекторов для абсолютных измерений, поэтому наибольшее применение она получила при измерениях относительных быстрых изменений профиля температуры [5].

Одним из технически наиболее сложных, но и наиболее интересных решений для определения температуры электронов можно назвать диагностику томсоновского рассеяния. В процессе рассеяния излучения диагностического лазера на электронах плазмы имеет место снижение интенсивности пучка лазера, определяемое величиной локальной электронной плотности, а также уширение спектра, обусловленное эффектом Доплера и связанное, таким образом, с температурой электронов [6, 7]. Данная диагностика хорошо зарекомендовала себя на многих крупных токамаках (ASDEX-U, EAST, JET) благодаря возможности измерений с относительно высоким пространственно-временным разрешением. Основными ее недостатками являются необходимость использования нескольких диагностических патрубков, а также крайне высокая стоимость оборудования (порядка десятков миллионов рублей), что ограничивает ее применение на бюджетных установках.

Еще один метод измерений основан на регистрации интенсивности рентгеновского излуче-

ния в непрерывном (в тормозном и рекомбинационном излучении) спектре, который зависит от распределения электронов плазмы по скоростям. Спектральная интенсивность тормозного и рекомбинационного излучения определяется экспоненциальным членом $\exp(-E/(kT_e))$, где E — энергия квантов излучения, k — постоянная Больцмана, T_e — температура электронов. Исходя из предположения, что распределение электронов в плазме является максвелловским с температурой T_e , по наклону прямой, аппроксимирующей измеренный спектр рентгеновского излучения, построенный в полулогарифмических координатах, можно определить электронную температуру плазмы. График представляет экспоненциальную зависимость $J(E) = \exp(E/(kT_e))$, определяющую максвелловское распределение измеренного спектра рентгеновского излучения плазмы с электронной температурой T_e . Таким образом, рентгеновское излучение плазмы является одним из основных источников получения информации о таких параметрах излучающей плазмы, как электронная температура и плотность плазмы [8, 9].

Измерение рентгеновских спектров импульсной плазмы токамаков имеет ряд сложностей, связанных с малой длительностью излучения, в течение которой возникает большое число квантов рентгеновского излучения. Излучение сопровождается сильной электромагнитной наводкой. Поскольку классическая спектрометрия, использующая режим счета отдельных квантов рентгеновского излучения, осложнена, то для получения информации о спектре излучения целесообразно применять различные ядерно-физические методы [10].

Одним из таких методов является метод фильтров поглощения [10, 11]. Он основан на спектральной селекции первичного непрерывного рентгеновского излучения. В данном методе измеряется кривая зависимости поглощенной энергии рентгеновского излучения в детекторах за фильтрами различной толщины от толщины фильтров. Затем по результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводят восстановление спектров рентгеновского излучения различными математическими методами [10, 11].

В работе представлены результаты разработки спектрометра и его применения для измерения интегрального по времени энергетического распределения мягкой компоненты рентгеновского излучения из плазмы на сферическом токамаке МИФИСТ-0 посредством метода “серых” фильтров [10, 11]. Измерение сигнала осуществлялось с помощью термолюминесцентных детекторов (ТЛД) на основе фторидов лития LiF(Mg, Ti).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

МИФИСТ-0 — учебно-исследовательский токамак, создаваемый на базе кафедры физики плазмы НИЯУ МИФИ. Основными задачами проекта является подготовка высококвалифицированных кадров для работы в области управляемого термоядерного синтеза, исследования высокочастотных (ВЧ) и сверхвысокочастотных (СВЧ) методов преддизионизации плазмы в токамаках, а также отработка технологий контроля взаимодействия плазмы с обрабатываемыми к ней элементами установки [12, 13].

Токамак имеет следующие основные параметры: большой радиус $R = 25$ см, малый радиус $a = 13$ см, аспектное отношение $A = 1.9$, тороидальное магнитное поле до 0.8 Тл, ток плазмы до 10 кА, время разряда до 10 мс. Таким образом, рассматриваемую установку можно отнести к категории малых сферических токамаков. Определение параметров плазмы осуществляется с использованием: массива электромагнитных диагностик (петли измерения напряжения на обходе, пояса Роговского для определения тока плазмы, зонды Мирнова для оценки положения плазменного шнура), H_α -диагностики, пассивной спектроскопии в видимой области (350–1000 нм), быстрой камеры (до 10^4 кадров/с), а также материаловедческого зонда для облучения образцов в плазме с последующим *in vacuo* анализом [13]. Нагрев плазмы можно осуществлять как омически, т.е. путем пропускания тока через плазму, так и за счет ввода ВЧ-излучения на частоте ионно-циклотронного резонанса. Для облегчения пробоя рабочего газа возможно формирование СВЧ- или ВЧ-предплазмы.

При исследовании спектрального распределения ультрамягкого и мягкого рентгеновского излучения методом поглотителей удобно применить набор из ТЛД на основе LiF (Mg, Ti) [14]. Принцип действия ТЛД следующий. Образующиеся под действием ионизирующего излучения носители заряда локализуются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии. При нагреве облученных детекторов до 240–300°C (в зависимости от материала детектора) наблюдается испускание квантов света (термолюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения [10, 11].

Термолюминесцентные детекторы серийно изготавливаются в виде дисков диаметром 5 мм и высотой 0.9 мм. Они нечувствительны к электромагнитным наводкам, а также малочувствительны к ультрафиолетовому излучению и не имеют мертвого поверхностного слоя, что позволяет с их помощью регистрировать кванты с малой энергией. При этом их отклик линеен в широком дина-

мическом диапазоне поглощенной дозы излучения (от 20 мЗв до 10 Зв).

Для исследования спектрального состава импульсов рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 0.2–15 кэВ был разработан и создан малогабаритный четырехканальный спектрометр ($\varnothing 20$ мм, длина 20 мм) рентгеновского излучения на основе ТЛД LiF (Mg, Ti) [14]. Каналы спектрометра построены по схеме: фильтр поглощения плюс сборка из пяти детекторов LiF (Mg, Ti), расположенных один за другим. Три канала расположены за фильтрами поглощения различной толщины, изготовленными из различных материалов (тефлона, Be, Al, Cu), один канал полностью открыт. Основные преимущества такой сборки заключаются в высокой помехоустойчивости, компактности и низкой стоимости компонентов, что может обеспечить ее применение для исследования рентгеновского излучения на магнитоплазменных установках.

Созданный на основе ТЛД спектрометр был закреплен на вакуумном подвижном вводе материаловедческого зонда, установленного в патрубке откачки токамака (рис. 1). Сборка спектрометра была расположена на расстоянии ~ 30 см от области горения плазмы. Такое решение позволяло осуществлять монтаж и демонтаж спектрометра через шлюзовую камеру зонда без разгерметизации основной вакуумной камеры токамака, а также при необходимости варьировать расстояние между плазменным шнуром и детекторами.

В ходе измерения спектра рентгеновского излучения использовались различные методы регистрации излучения: метод “серых” фильтров (строилась кривая ослабления по показаниям сборок в каждом канале, расположенных за фильтрами поглощения из различных материалов (алюминия, тефлона, бериллия) и различной толщины); метод поглощенной энергии (кривая ослабления строилась на основе сигналов ТЛД одной сборки, при этом ТЛД служат одновременно как детекторами, так и фильтрами поглощения рентгеновского излучения) [10, 11, 14].

Накопление сигнала для получения спектра рентгеновского излучения из плазмы токамака осуществлялось по нескольким импульсам, затем кристаллы извлекались для определения накопленной в них дозы. Показания с ТЛД считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ [11]. Калибровка спектрометра проводилась на специальном стенде, в состав которого входили импульсная рентгеновская трубка с набором эмиттеров из различных материалов (Al, Ti, Fe, Cu, Ge, In) и комплект радиоизотопных источников γ -излучения [10].

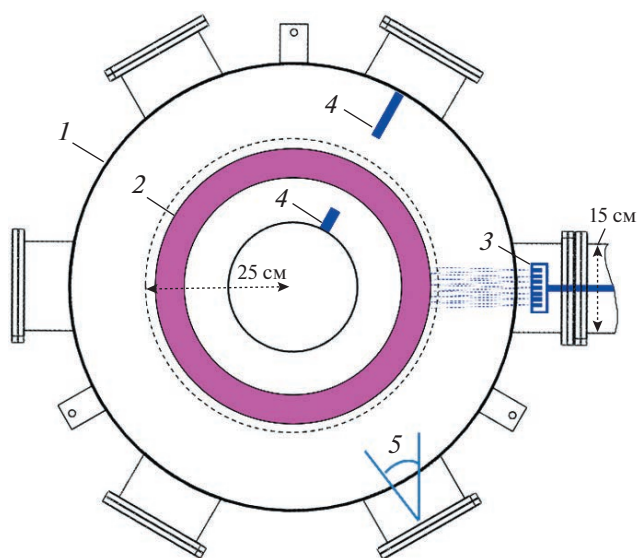


Рис. 1. Условная схема исследования рентгеновского излучения плазмы на токамаке МИФИСТ-0. 1 – вакуумная камера токамака с шестью диагностическими портами; 2 – плазменный шнур; 3 – рентгеновский спектрометр с фильтрами поглощения и ТЛД, закрепленный на подвижном вводе материаловедческого зонда; 4 – стальной лимитер с интегрированными электромагнитными диагностиками; 5 – угол обзора быстрой камеры.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Спектр измерялся по серии из 19 импульсов на токамаке в омическом режиме нагрева плазмы. Эксперимент проводился при рабочем газе протии, давление которого во время импульса подерживалось на уровне $2\text{--}10^{-3}$ мбар, предельное остаточное давление в разрядной камере установки составляло порядка $5\text{--}10^{-7}$ мбар. Для облегчения пробоя осуществлялась предьонизация путем ввода СВЧ-излучения мощностью до 3 кВт на частоте 2.45 ГГц, что распространено на современных малых токамаках [15]. Напряжения зарядки конденсаторных батарей питания тороидальных магнитных катушек и центрального соленоида были фиксированы и составляли соответственно 1100 и 1600 В. Коммутация батарей на нагрузку велась с относительной задержкой 900 мкс. Таким образом, основные начальные параметры установки сохранялись в течение серии импульсов для получения схожей по температуре электронов плазмы.

Типичные осциллограммы разряда в ходе набора сигнала на рентгеновском спектрометре представлены на рис. 2. Запуск импульса осуществляется включением СВЧ-магнетрона приблизительно за 5 с до разрядки конденсаторных батарей для выхода на номинальную мощность генерации СВЧ-излучения, а также напуска рабочего газа в объем камеры. Затем происходит подача синхроимпульса на измерительную аппаратуру, что на представленных осциллограммах соот-

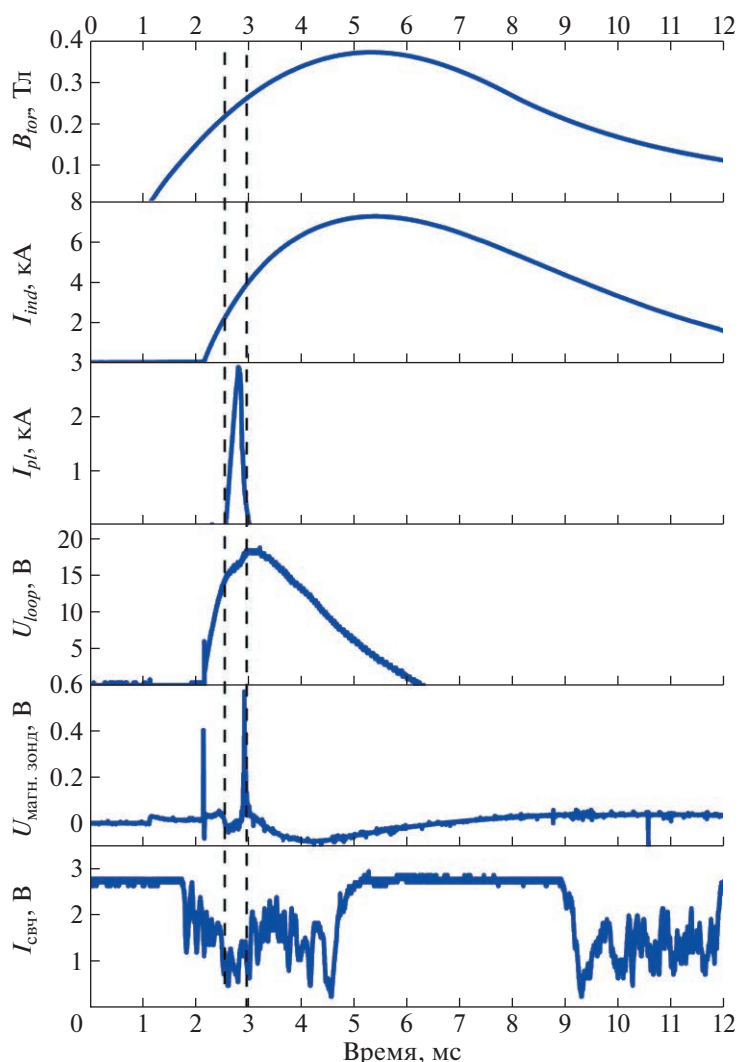


Рис. 2. Типичные осциллограммы разрядов на токамаке МИФИСТ-0 при измерении спектра рентгеновского излучения: $I_{\text{свч}}$ – интенсивность СВЧ-излучения из камеры; $U_{\text{магн. зонд}}$ – напряжение на катушке Мирнова в экваториальной области на внутренней стенке токамака; U_{loop} – напряжение на обходе камеры; I_{pl} – ток плазмы; I_{ind} – ток в цепи центрального соленоида; B_{tor} – величина тороидального магнитного поля.

ветствует нулевому моменту времени. Через 1 мс осуществляется подача управляющего импульса на тиристор системы коммутации батарей тороидальных катушек, еще через 0.9 мс запускается разряд батареи центрального соленоида, создающего напряжение на обходе разрядной камеры.

На осциллограмме тока плазмы видно, что плазменный шнур начинает формироваться через 0.4 мс после коммутации батарей индуктора, когда напряжение на обходе составляет 14.4 В. На осциллограмме напряжения на обходе также можно заметить область возникновения тока по тору по просадке сигнала. Еще через 0.43 мс после появления тока плазмы имеет место его срыв, что видно по скачку напряжения на обходе. Это можно объяснить сносом шнура на стенку камеры, что подтверждается появлением резкого импуль-

са, регистрируемого катушкой Мирнова, закрепленной на внутренней стенке камеры, внутри лимитера в экваториальной плоскости, в момент времени 2.96 мс от подачи синхроимпульса. Этот срыв также можно видеть на кадрах быстрой камеры (рис. 3) по яркой вспышке на внутренней части D-образного лимитера. Преждевременное прекращение разряда может быть связано с наличием паразитных компонент магнитного поля в токамаке [16].

Таким образом, в рамках данного эксперимента были получены следующие характерные параметры импульса: магнитное поле во время разряда $B_{\text{tor}} = 245$ мТл, ток плазмы $I_{\text{pl}} = 2.8$ кА, пиковая мощность нагрева 44.8 кВт, время разрядки около 0.4 мс.

По окончании облучения ТЛД была измерена величина накопленной в них дозы для каждого

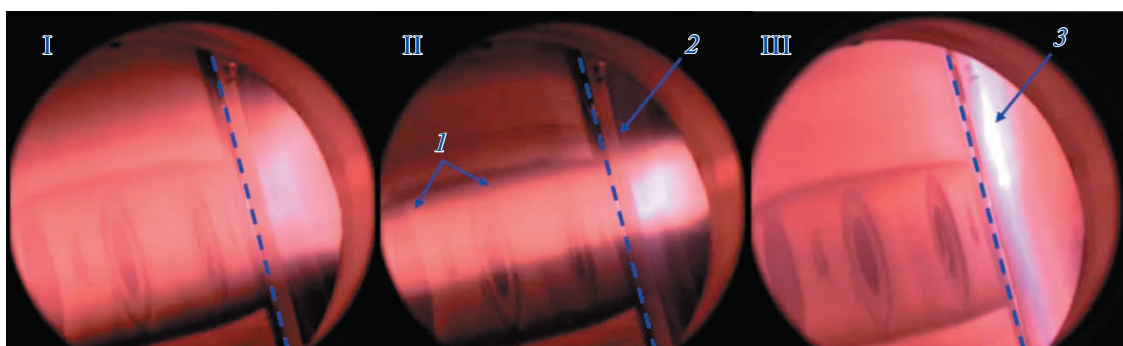


Рис. 3. Кадры I–III с быстрой камеры во время пробоя: 1 – плазменный шнур; 2 – D-образный лимитер; 3 – срыв шнура на лимитер. Штриховой линией показана граница стенки внутреннего цилиндра.

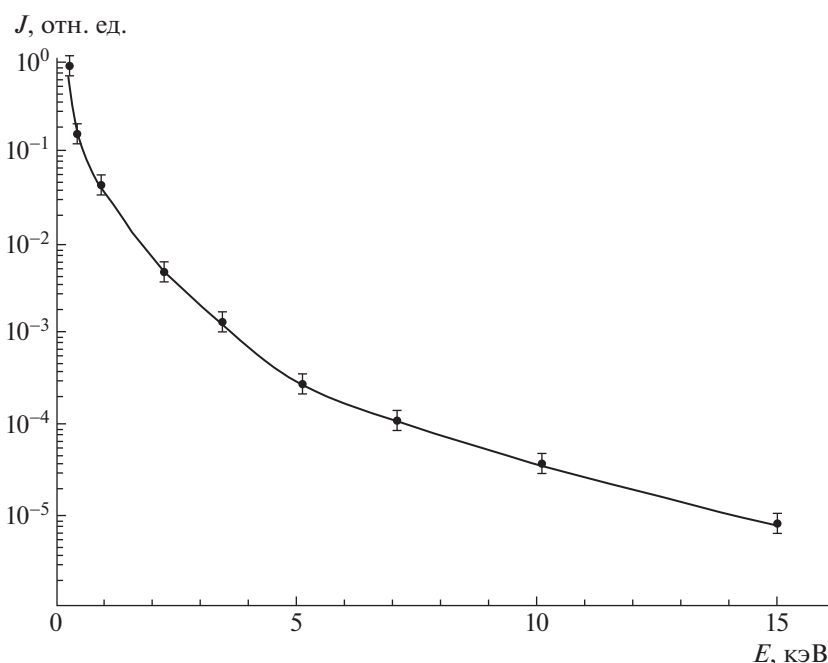


Рис. 4. Усредненный по 19-ти импульсам спектр рентгеновского излучения из плазмы, полученный на токамаке МИФИСТ-0 методом “серых” фильтров.

энергетического канала и построены кривые ослабления. По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проведено восстановление спектров рентгеновского излучения из плазмы токамака МИФИСТ-0 (рис. 4) с использованием различных математических методов [10, 11, 14, 17]. Детальный процесс восстановления спектра приведен в работе [17].

Спектр рентгеновского излучения, зарегистрированный спектрометром, представляет собой сумму спектров, излучаемых различными участками плазменного шнура, имеющими разную электронную температуру [18].

По полученным экспериментальным данным, спектр мягкой компоненты рентгеновского излучения имеет вид изогнутой линии на всем измеренном интервале от 0.2 до 15 кэВ. Можно пред-

положить, что плазма в токамаке находится в продольном электрическом поле $E_{\parallel} = U_L / (2\pi R)$ (где R – большой радиус тора, U_L – напряжение на обходе тора). Для приведенных разрядов E_{\parallel} составляет около 10 В/м. В условиях, когда $E_{\parallel} > E_{cr}$, где E_{cr} – поле Драйзера, вся плазма находится в режиме непрерывного ускорения и не успевает достигнуть максвелловского распределения по скоростям электронов, т.е. спектр мягкого рентгеновского излучения не будет иметь линейного участка. Скорее всего, этот режим ускорения и реализуется в приведенных разрядах [19–22].

Полученный спектр позволяет оценить оптимальные толщины и материал фильтров при проектировании для токамака МИФИСТ-0 быстрого многоканального спектрометра, работающего на

основе методов фильтров поглощения и позволяющего осуществлять измерения в течение импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диагностика рентгеновского излучения из плазмы методом “серых” фильтров при прохождении излучения через сборку ТЛД получила применение на лабораторных установках различных типов [10, 11, 14]. В данной работе впервые она была применена на токамаке для определения энергетического распределения мягкой компоненты рентгеновского излучения из плазмы в омическом режиме нагрева в диапазоне квантов 0.2–15 кэВ. Полученные данные могут быть полезны для анализа и оптимизации излучательных характеристик плазмы на различных видах установок.

Представленная конструкция работающего на основе метода “серых” фильтров рентгеновского спектрометра с ТЛД оказалась привлекательной своей компактностью, а также высокой помехозащищенностью по сравнению со спектрометрами на основе твердотельных детекторов и фотоэлектронных умножителей, однако требует значительного времени для набора и считывания дозы рентгеновского излучения. Подобный спектрометр, будучи простым в изготовлении и эксплуатации, может быть эффективным для получения первичных оценок диапазона и характерной формы энергетического спектра рентгеновского излучения, полезных при проектировании более сложных быстрых диагностических систем.

Так как представленный спектрометр не позволяет проводить измерения в течение импульса, на основе полученных с его помощью данных для токамака МИФИСТ-0 будет разработан четырехканальный спектрометр на основе алмазных детекторов с наносекундным временным разрешением.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была поддержана программой НИЯУ МИФИ “Приоритет 2030”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Luce T.C.* // *Physics of Plasmas*. 2011. V. 18. № 3. P. 030501. <https://doi.org/10.1063/1.3551571>
2. *Shimomura Y., Murakami Y., Polevoi A.R., Barabaschi P., Mukhovatov V., Shimada M.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2001. V. 43. № 12A. P. A385. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/43/12A/329>
3. *Hussain S., Sadiq M., Shah S.I.W.* // *Journal of Physics: Conference Series*. 2015. V. 591. № 1. P. 012009. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/591/1/012009>
4. *Стрелков В.С., Лысенко С.Е.* Основы техники термоядерного эксперимента. М.: НИЯУ МИФИ, 2015.
5. *Zhao H., Zhou T., Liu Y., Ti A., Ling B., Feng X., Liu A.D., Zhou C., Hu L.* // *Fusion Engineering and Design*. 2019. V. 149. P. 111336. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.111336>
6. *Peacock N.J., Robinson D.C., Forrest M.J., Wilcock P.D., Sannikov V.V.* // *Nature*. 1969. V. 224. № 5218. P. 488. <https://doi.org/10.1038/224488a0>
7. *Han X., Hu A., Li D., Xiao S., Zang Q., Zhao J., Hsieh C., Gong X., Hu L., Xu G.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2018. V. 46. № 2. P. 406. <https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2791618>
8. *Bitter M., Hsuan H., Hill K.W., Zarnstorff M.* // *Physica Scripta T*. 1993. V. 47. P. 87. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/1993/T47/014>
9. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А.* // ПТЭ. 2018. № 6. P. 84. <https://doi.org/10.1134/S0032816218050233>
10. *Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2015. № 2. P. 89. <https://doi.org/10.7868/S0032816215020044>
11. *Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100. <https://doi.org/10.7868/S0032816215010279>
12. *Kirneva N.A., Vorobjev G.M., Ganin S.A., Drozd A.S., Kudashev I.S., Kulagin V.V., Kurnaev V.A.* // *Problems of Atomic Science and Technology, Series Thermonuclear Fusion*. 2020. V. 43. № 3. P. 90. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2020-43-3-90-100>
13. *Курнаев В.А., Николаева В.Е., Крат С.А., Вовченко Е.Д., Казиев А.В., Пришвицын А.С., Воробьев Г.М., Степанова Т.В., Гвоздевская Д.С.* // *Известия вузов. Физика*. 2021. Т. 64. № 1(757). С. 118. <https://doi.org/10.17223/00213411/64/1/11814>
14. *Grigoryeva I.G., Khil'ko M.V., Salakhutdinov G.K.* // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. V. 1390. № 1. P. 2. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1390/1/012105>
15. *Khan R., Nazir M., Ali A., Hussain S., Vorobyev G.M.* // *Fusion Engineering and Design*. 2018. V. 126. P. 10. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.11.002>
16. *Krat S.A., Pryshvitsyn A.S., Alieva A.I., Efimov N.E., Vinitskiy E.A., Bulgadaryan D.G., Vorobyov G.M., Kurnaev V.A.* // *Phys. Atom. Nuclei*. 2021. V. 84. № 12. P. 1995. <https://doi.org/10.1134/S1063778821120024>
17. *Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ. 2022. № 4. С. 90. <https://doi.org/10.31857/S0032816222040115>
18. *Диагностика термоядерной плазмы / Под ред. С.Ю. Лукьянова.* М.: Энергоатомиздат, 1985.
19. *Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П.* Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1993.
20. *Бобровский Г.А., Разумова К.А., Санников В.В.* // *Физика плазмы*. 1976. Т. 2. Вып. 6. С. 897.
21. *Дрейсер Г.* // *Труды второй Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады иностранных ученых*. 1958. Т. 1. С. 170.
22. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А.* // ПТЭ. 2020. № 5. С. 82. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050195>

ФОРМИРОВАНИЕ АНОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭЛЕКТРОННОМ ДИОДЕ
СО ВЗРЫВОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ© 2023 г. А. И. Пушкарев^{а,*}, С. С. Полисадов^а^аТомский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

*e-mail: aipush@mail.ru

Поступила в редакцию 21.07.2022 г.

После доработки 21.07.2022 г.

Принята к публикации 28.09.2022 г.

Представлены результаты исследования планарного вакуумного диода со взрывоэмиссионным катодом в процессе генерации импульсного электронного пучка (250–400 кэВ, 100 нс, 150 Дж в импульсе). Выполнено моделирование формирования анодной плазмы при электронно-стимулированной десорбции молекул и ударной ионизации в анодном газовом слое. Суммарный заряд электронов анодной плазмы составил $\approx 10\%$ от заряда электронного пучка и соответствует расчетным при сечении электронно-стимулированной десорбции $(0.5\text{--}2) \cdot 10^{-14}$ см². Полученные значения превышают данные других исследователей вследствие учета вклада ионизации адсорбированных молекул в их десорбцию. Показано, что термическая десорбция молекул с поверхности анода и электронная дегазация материала анода вносят незначительный вклад в формирование анодного газового слоя.

DOI: 10.31857/S0032816223010202, EDN: PVRUML

1. ВВЕДЕНИЕ

Сильноточные импульсные электронные пучки широко используются для накачки газовых лазеров и генерации СВЧ-излучения [1, 2], иницирования неравновесных плазмохимических процессов [3], обработки металлических изделий [4], стерилизации продуктов, медицинских изделий [5] и др. Генерация импульсного электронного пучка сопровождается образованием анодной плазмы в зазоре анод–катод диода [6, 7]. Анодная плазма является одним из основных факторов, ограничивающих длительность импульса электронного тока [8] и СВЧ-излучения, генерируемого релятивистским магнетроном [9]. Электронный ток может существенно превышать величину, определяемую одномерным соотношением Чайлда–Ленгмюра [10], из-за сокращения зазора анод–катод анодной плазмой, дополнительного тока электронов и ионов анодной плазмы и дополнительной компенсации объемного заряда электронов в прикатодной области ионами из анодной плазмы. Эти процессы затрудняют моделирование генерации сильноточных электронных пучков и оптимизацию режима работы диода.

Анодная плазма в электронном диоде формируется при ионизации молекул в анодном газовом слое. При большой энергии электронов газ в зазоре анод–катод вакуумного диода образуется за

счет следующих процессов: термической и электронно-стимулированной десорбции (ЭСД) молекул с поверхности анода, электронной дегазации материала анода и катода.

Многочисленные исследования показали, что ЭСД газовых молекул с металлической поверхности имеет сечение от 10^{-19} до 10^{-17} см² [11–13], что при поверхностной плотности молекул $\approx 10^{16}$ см⁻² соответствует десорбции менее 0.1 молекулы/электрон. Для молекул кислорода с поверхности Ti-мишени при температуре 300 К и энергии электронов 300 эВ сечение ЭСД составляет 10^{-19} – 10^{-18} см² [14]; для молекул метанола с поверхности Al-мишени при облучении электронами с энергией 3 кэВ – примерно $2 \cdot 10^{-17}$ см² [15]; для молекул СО с Pt-мишени при энергии электронов 1.5 кэВ – примерно $5 \cdot 10^{-18}$ см² [16]; для молекул ксенона с Pt- и Ni-мишеней при энергии электронов 1–3 кэВ – примерно $1 \cdot 10^{-17}$ см² [17].

Вклад в образование анодной плазмы при большой энергии электронов может дать дегазация материала анода. Линейные потери энергии электрона с энергией 0.1 МэВ в меди составляют 24.3 МэВ/см [18], экстраполированный пробег электронов равен ≈ 40 мкм. Экспериментальные исследования показали, что при работе электронного диода с катодом из углеродного волокна (carbon fiber cathode) дегазация составляет от

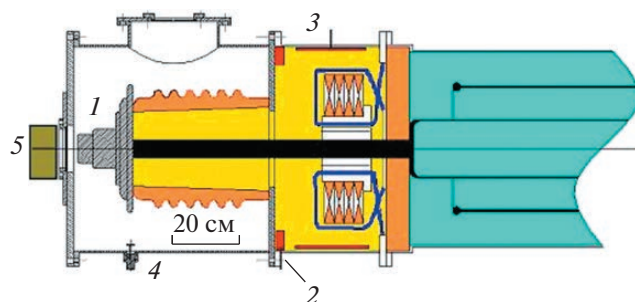


Рис. 1. Схема диодного узла [7]. 1 – катод, 2 – пояс Роговского, 3 – емкостный делитель напряжения, 4 – дифференциальный делитель напряжения, 5 – цилиндр Фарадея.

0.73 [19] до 9 молекул/электрон [20]. При использовании катода с покрытием из углеродных нанотрубок дегазация составила 3.5 молекулы/электрон и незначительно менялась при изменении энергии электронов от 0.1 до 0.35 МэВ [21]. При большой плотности электронного тока значительный вклад в формирование анодного газового слоя может дать термическая десорбция при нагреве анода, что широко используется для ускорения получения сверхвысокого вакуума.

Цель выполненной работы – определение доминирующего процесса формирования анодной плазмы в электронном диоде со взрывоэмиссионным катодом при его работе в техническом вакууме (5–10 мПа).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Исследования выполнены на ускорителе ТЭУ-500 (250–400 кВ, 80 нс) [7]. На рис. 1 показан диодный узел ускорителя и расположение диагностического оборудования. Мы использовали диод с плоским цилиндрическим катодом диаметром 45 и 60 мм, выполненным из графита, или с покрытием из углеродной ткани, зазор анод–катод изменяли от 9 до 14 мм.

Ускоряющее напряжение измеряли емкостным делителем, расположенным в маслonaполненной камере, и дифференциальным делителем напряжения, расположенным в диодной камере [7]. Для измерения полного тока в диодном узле использовали пояс Роговского с обратным витком. Ток электронного пучка измеряли цилиндром Фарадея (ЦФ), который откачивали вместе с диодной камерой до давления 5–10 мПа. Осциллограммы усредняли по 10-ти импульсам, следующим с частотой 0.5 импульса/с, после тренировки катода в течение 5–10 импульсов. На рис. 2 показаны осциллограммы ускоряющего напряжения и электронного тока (использовался катод с покрытием из углеродной ткани, диаметр катода 60 мм, зазор анод–катод 13 мм). Приведе-

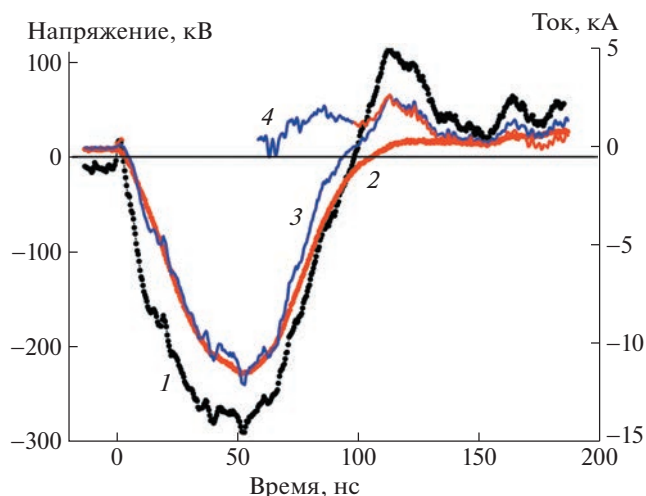


Рис. 2. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и тока электронного пучка (2). Кривая 3 – расчетный электронный ток, 4 – дополнительный ток.

на также расчетная кривая электронного тока (см. ниже). Калибровка показала, что диагностическое оборудование ускорителя корректно отражает его работу на резистивную нагрузку и при генерации электронного пучка [7].

3. ИССЛЕДОВАНИЕ БАЛАНСА ТОКА В ДИОДЕ

В первой серии экспериментов мы использовали в качестве анода плоский медный коллектор ЦФ диаметром 92 мм. На рис. 3 показано изменение токов в диоде в течение генерации электронного пучка (использовался катод с покрытием из углеродной ткани диаметром 60 мм, зазор анод–катод 12 мм). В начале импульса, при $t < \approx 85$ нс, электронный ток совпадает с полным током в диодном узле, что указывает на отсутствие потерь. Далее, при $85 < t < \approx 100$ нс ток электронного пучка превышает полный ток в диоде. После изменения полярности ускоряющего напряжения ($100 < t < 140$ нс) полный ток превышает ток электронного пучка; в дальнейшем оба тока совпадают.

Изменение зазора анод–катод, диаметра и материала катода позволило в широких пределах варьировать режим работы диода и проследить зависимость дополнительного тока от тока электронного пучка. На рис. 4 показаны сводные экспериментальные данные по зависимости дополнительного заряда от заряда электронного пучка для диода с катодом диаметром 45 и 60 мм при зазоре анод–катод 9–14 мм. Расчет дополнительного заряда $Q_{\text{доп1}}$, Кл, выполнен с использованием соотношения:

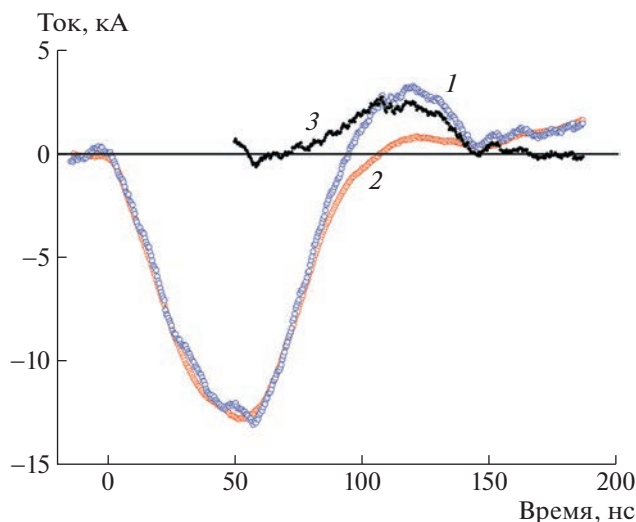


Рис. 3. Осциллограммы полного тока в диоде (1) и тока электронного пучка (2). Кривая 3 – дополнительный ток.

$$Q_{\text{допн}} = \int_0^{\tau} |I_{\text{д}} - I_e| dt, \quad (1)$$

где τ – длительность импульса; $I_{\text{д}}$, А – полный ток в диоде; I_e , А – ток электронного пучка.

В следующей серии экспериментов в качестве анода использовали плоскую металлическую решетку диаметром 100 мм с прорезями шириной 6 мм; ее прозрачность 70%. Электронный ток регистрировали ЦФ, установленным за анодной решеткой на расстоянии 5 мм, ток корректировали на оптическую прозрачность решетки. На рис. 5 показано изменение токов в диоде в течение генерации электронного пучка. Использовался катод с покрытием из углеродной ткани, диаметр катода 60 мм, зазор анод–катод 12 мм.

При изменении схемы регистрации электронного тока расхождение между током электронного пучка и полным током в диоде наблюдается только после изменения полярности ускоряющего напряжения, при $t > \approx 90$ нс.

4. РАСЧЕТ ТОКА В ДИОДЕ

Электронный ток, генерируемый вакуумным диодом, ограничивается эмиссионной способностью катода или объемным зарядом электронов в зазоре анод–катод [1, 7]. Плотность электронного тока в режиме ограничения объемным зарядом электронов описывается одномерным соотношением Чайлда–Ленгмюра [10]. Для диода со взрывоэмиссионным катодом необходимо учитывать расширение плазменного слоя на поверхности катода, ток диода $I_{\text{расч1}}(t)$, А, равен [7]:

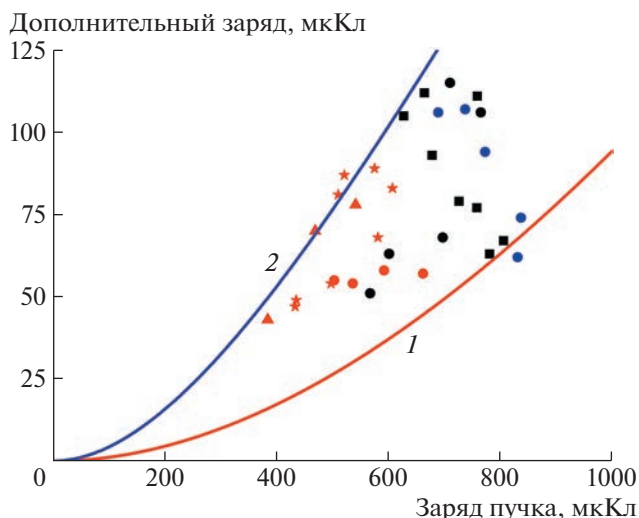


Рис. 4. Зависимость дополнительного заряда от заряда электронного пучка: точки – сводные экспериментальные значения; кривые 1, 2 – расчет по соотношению (14) при сечении ЭСД $0.5 \cdot 10^{-14}$ см² (1) и $2 \cdot 10^{-14}$ см² (2).

$$I_{\text{расч1}}(t) = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2e} S_{\text{к}}(t) U^{3/2}}{9\sqrt{m_e} d(t)^2} = 2.33 \cdot 10^{-6} F U^{3/2} \frac{\pi(r_0 + v_{\text{взр}}t)^2}{(d_{\text{а-к}} - v_{\text{взр}}t)^2}, \quad (2)$$

где $S_{\text{к}}$, см² – площадь катода; U , В – ускоряющее напряжение; ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость; r_0 , см – радиус катода; $d_{\text{а-к}}$, см – начальный зазор анод–катод; m_e – масса электрона; e , Кл – заряд электрона; $v_{\text{взр}}$, м/с – скорость

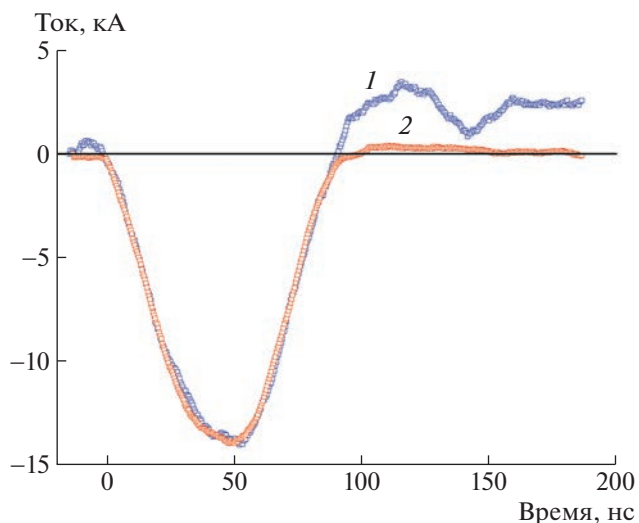


Рис. 5. Осциллограммы полного тока в диоде (1) и тока электронного пучка (2).

расширения взрывоэмиссионной плазмы; F – форм-фактор.

На рис. 2 приведены рассчитанные по соотношению (2) значения электронного тока. При расчете тока $I_{\text{расч2}}(t)$, А, после изменения полярности ускоряющего напряжения ($t > 90$ нс) учитывали эффект эрозии плазмы в зазоре анод–катод [7, 22], расчет выполняли по соотношению:

$$I_{\text{расч2}} = 2.33 \cdot 10^{-6} F U^{3/2} \frac{\pi [r_0 + v_{\text{взр}}(t - t_0)]^2}{[d_{\text{а-к}} - v_{\text{взр}}(t - t_0)]^2}, \quad (3)$$

где t_0 – время изменения полярности ускоряющего напряжения, $t_0 \approx 90$ нс на рис. 2.

Электронный ток диода в начале импульса, при $t < \approx 70$ нс, хорошо описывается соотношением (2), учитывающим расширение взрывоэмиссионной плазмы с постоянной скоростью, равной 2 ± 0.1 см/мкс. Скорость разлета взрывоэмиссионной графитовой плазмы близка к величине, полученной при статическом пробое вакуумных промежутков с графитовыми электродами (2 см/мкс) [6]. Ток диода с катодом из углеродной ткани удовлетворительно описывается соотношением (2) при введении форм-фактора $F = 1.7 \pm 0.05$, который учитывает наличие микронеровностей на поверхности катода. Значение форм-фактора было постоянным при изменении зазора анод–катод от 9 до 14 мм и диаметре катода из углеродной ткани 45 и 60 мм [7].

При $80 < t < \approx 100$ нс ток электронного пучка превышает расчетные значения. После изменения полярности ускоряющего напряжения ($100 < t < 150$ нс) расчетный ток превышает ток электронного пучка. В дальнейшем оба тока совпадают. На рис. 4 показаны сводные экспериментальные значения дополнительного заряда для диода с катодом диаметром 45 и 60 мм при зазоре анод–катод 9–14 мм, расчет дополнительного заряда $Q_{\text{доп2}}$, Кл, выполнен по соотношению:

$$Q_{\text{доп2}} = \int_0^{\tau} |I_{\text{расч}} - I_e| dt. \quad (4)$$

5. РАСЧЕТ СУММАРНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНОВ АНОДНОЙ ПЛАЗМЫ

При использовании коллектора ЦФ в качестве анода ток электронного пучка в конце импульса не совпадает с полным током в диоде, дополнительный заряд составляет $\approx 10\%$ от заряда электронного пучка (см. рис. 4). Вероятная причина отклонения электронного тока от полного тока в диоде и от расчетных значений – вклад дополнительных электронов (дополнительно к электронам, которые эмитируются из катодной плазмы) в зазоре анод–катод. Источником дополнительных электронов может быть анодная плазма.

Суммарный заряд электронов в анодной плазме можно рассчитать из линейных потерь энергии (ЛПЭ) ускоренных электронов, так как при их энергии менее 1 МэВ основной вклад в поглощение в мишени дают ионизационные процессы [23]. Расчет суммарного заряда по сечению ударной ионизации затруднен из-за отсутствия достоверных значений сечения ионизации при энергии электронов более 5 кэВ [24].

Суммарный заряд электронов в анодной плазме равен суммарному заряду ионов, образуемых в анодном газовом слое при ударной ионизации электронами, эмитированными из катодной плазмы и ускоренными в зазоре анод–катод. Заряд равен двойному интегралу произведения количества ионов, образуемых одним электроном на единичном пути в анодном газовом слое, на количество электронов, генерируемых в единицу времени, при интегрировании по длительности импульса электронного тока и по зазору анод–катод:

$$Q_{\text{расч}} = e \int_0^{d_{\text{а-к}}} \int_0^{\tau} N(E) \frac{I_e(t)}{e} dx dt = \int_0^{d_{\text{а-к}}} \int_0^{\tau} N(E) I_e(t) dx dt. \quad (5)$$

Количество ионов $N(E)$, см⁻¹, которые образуются одним электроном с энергией E на единичном пути в зазоре анод–катод, равно:

$$N(E) = \frac{1}{E_{\text{ион}}} \frac{dE}{dx}, \quad (6)$$

где dE/dx , эВ/см – ЛПЭ ускоренных электронов; $E_{\text{ион}}$, эВ – энергия ударной ионизации молекулы.

В наших экспериментах состав остаточного газа в диодной камере и адсорбированных молекул соответствует составу воздуха, поэтому при расчетах принимали $E_{\text{ион}} = 15$ эВ с учетом энергии ионизации молекул N_2 (15.6 эВ) и O_2 (12.1 эВ) [25, 26] и их парциальных давлений в воздухе.

ЛПЭ рассчитывали по программе ESTAR [18] по данным NIST. Потери энергии в ESTAR рассчитаны для концентрации молекул $n_0 = 2.7 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Диссоциация молекул и ударная ионизация атомов происходят в результате бинарных столкновений, поэтому ЛПЭ пропорциональны концентрации молекул. Тогда количество ионов, которые образуются одним электроном с энергией E на единичном пути в газовом слое с концентрацией молекул $n_{\text{газ}}(t)$, равно:

$$N(E) = \frac{n_{\text{газ}}(t)}{n_0 E_{\text{ион}}} \frac{dE}{dx}. \quad (7)$$

Анодный газовый слой при электронно-стимулированной десорбции молекул расширяется со скоростью ≈ 0.17 см/мкс [27], и его толщина в течение генерации электронного пучка (≈ 100 нс) будет менее 0.2 мм при зазоре анод–катод 12 мм. Поэтому энергия электронов в анодном газовом

слое превышает 100 кэВ при ускоряющем напряжении 300–500 кВ. Анализ энергетического спектра электронов, генерируемых ускорителем ТЭУ-500, показал, что 80% электронов имеют энергию более 200 кэВ [28]. При энергии электронов более 100 кэВ ЛПЭ не превышают 5 кэВ/см и изменяются незначительно [24], поэтому изменением величины ЛПЭ в анодном газовом слое и в течение генерации пучка в соотношении (5) можно пренебречь:

$$Q_{\text{расч}} = \frac{n_{\text{газ}}(t)d_{\text{а-к}}}{n_0 E_{\text{ион}}} \frac{dE}{dx} \int_0^{\tau} I_e(t) dt = \frac{n_{\text{газ}}(t)d_{\text{а-к}} Q_e}{n_0 E_{\text{ион}}} \frac{dE}{dx}, \quad (8)$$

где Q_e , Кл – заряд электронного пучка.

Концентрация молекул в анодном газовом слое значительно превышает концентрацию молекул в остальном объеме зазора анод–катод, поэтому формирование анодной плазмы идет в основном в анодном газовом слое толщиной $d_{\text{ан}}$. В этом случае в соотношении (8) $n_{\text{газ}}d_{\text{а-к}} \approx n_{\text{газ}}d_{\text{ан}} = n_{s0} - n_s(t)$, где $n_s(t)$, см^{-2} – поверхностная плотность адсорбированных молекул на аноде; n_{s0} – начальная поверхностная плотность адсорбированных молекул. Тогда суммарный заряд ионов, которые образуются в анодном газовом слое, равен:

$$Q_{\text{расч}}(t) = \frac{[n_{s0} - n_s(t)]Q_e}{n_0 E_{\text{ион}}} \frac{dE}{dx}. \quad (9)$$

Скорость уменьшения поверхностной плотности адсорбированных молекул на аноде при ЭСД равна [29]:

$$\frac{dn_s(t)}{dt} [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}] = -\sigma_{\text{дес}} \phi_e(t) n_s(t), \quad (10)$$

где $\sigma_{\text{дес}}$, см^2 – сечение ЭСД; $\phi_e(t)$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ – мощность потока электронов на поверхности анода.

Исследования распределения плотности энергии электронного пучка в поперечном сечении с помощью дозиметрической пленки показали, что плотность энергии на выходе планарного диода ускорителя ТЭУ-500 меняется незначительно [30]. Тогда средняя (по рабочей площади анода) мощность потока электронов будет равна:

$$\phi_e(t) = \frac{I_e(t)}{S_{\text{ан}} e}, \quad (11)$$

где $S_{\text{ан}}$, см^2 – рабочая площадь анода.

С учетом выражения (11) скорость уменьшения поверхностной плотности адсорбированных молекул на аноде при ЭСД будет равна:

$$\frac{dn_s(t)}{dt} = -\frac{\sigma_{\text{дес}} I_e(t) n_s(t)}{S_{\text{ан}} e}. \quad (12)$$

После преобразования выражения (12) и интегрирования получим:

$$n_s(t) = n_{s0} \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{дес}} Q_e}{S_{\text{ан}} e}\right). \quad (13)$$

Из соотношений (9) и (13) получим, что суммарный заряд электронов в анодной плазме будет равен:

$$Q_{\text{расч}} = \left[1 - \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{дес}} Q_e}{S_{\text{ан}} e}\right)\right] \frac{n_{s0} Q_e}{n_0 E_{\text{ион}}} \frac{dE}{dx}. \quad (14)$$

Результат расчета суммарного заряда электронов в анодной плазме по соотношению (14) показан на рис. 4 при $n_{s0} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $E_{\text{ион}} = 15 \text{ эВ}$, площади анода 66 см^2 , ЛПЭ, равных 5 кэВ/см , и для разных сечений ЭСД.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Образование анодной плазмы в зазоре анод–катод вакуумного диода хорошо объясняет расхождение измеренных и расчетных значений тока электронного пучка, а также полного тока в диоде. При использовании в качестве анода коллектора ЦФ электроны анодной плазмы, формируемой около его поверхности, вытягиваются электрическим полем к коллектору ЦФ и формируют дополнительный ток. При изменении полярности ускоряющего напряжения электроны анодной плазмы ускоряются в направлении от коллектора ЦФ. Ток, регистрируемый при этом поясом Роговского, превышает ток, регистрируемый ЦФ. Рост дополнительного заряда с увеличением заряда электронного пучка подтверждает этот вывод, см. рис. 4.

При использовании в качестве анода решетки, электрически соединенной с корпусом ускорителя, число электронов анодной плазмы, формируемой на поверхности анода, мало (прозрачность решетки 70%). Для электронов плазмы, формируемой на поверхности коллектора ЦФ в этом случае, электрическое поле направлено от анодной решетки к коллектору ЦФ (из-за падения напряжения на сопротивлении шунта ЦФ), что вызывает их движение от коллектора ЦФ к решетке, электрически соединенной с корпусом ускорителя.

Выполненные исследования показали, что экспериментальные значения суммарного заряда электронов анодной плазмы соответствуют расчетным при сечении электронно-стимулированной десорбции молекул $(0.5-2) \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ($50-200$ молекул/электрон при поверхностной плотности молекул $\approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$), что существенно превышает данные других исследователей ($10^{-19}-10^{-17} \text{ см}^2$). Дополнительный вклад в образование анодной плазмы при большой энергии электронов может дать процесс дегазации материала анода. Однако экспериментальные исследования показали, что при использовании катода из углеродного волокна дегазация не превышает 10 молекул/электрон

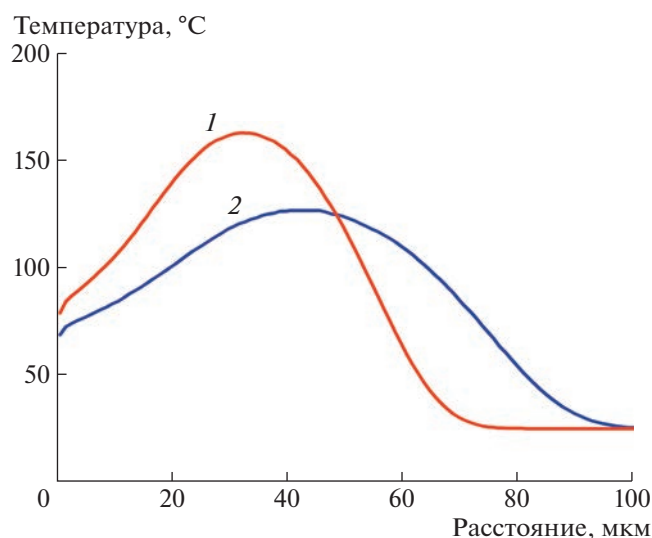


Рис. 6. Распределение температуры по глубине медного анода при облучении моноэнергетическим пучком с энергией электронов 250 кэВ (1) и 300 кэВ (2).

[19–21]. Кроме того, количество молекул при дегазации определялось из разности давления в камере до и после импульса электронного пучка. Увеличение давления при этом может быть связано с дегазацией материала катода и анода. Дегазация материала анода в наших экспериментах дает незначительный вклад в формирование анодного газового слоя.

При высокой плотности электронного тока значительный вклад в формирование анодного газового слоя может дать термическая десорбция при нагреве анода. При теплоте сорбции 0.1 эВ продолжительность сорбции при комнатной температуре составляет ≈ 0.1 нс [31]. При энергии электронного пучка 150 Дж и площади анода 66 см^2 средняя плотность энергии составит 2.3 Дж/см^2 . На рис. 6 показано распределение температуры по глубине медного анода при облучении моноэнергетическим пучком с плотностью энергии 2.3 Дж/см^2 . Расчет температуры $T_a(x)$ в градусах Цельсия выполнен по соотношению:

$$T_a(x) = T_0 + \frac{D(x)}{c_v}, \quad (15)$$

где T_0 , °С — начальная температура анода; $D(x)$, Дж/г — поглощенная доза на глубине x ; c_v , Дж/(г · К) — удельная теплоемкость материала анода.

Расчет распределения поглощенной дозы по глубине был выполнен по программе Geant4 [32, 33]. Тепловой фронт в течение импульса распространяется на расстояние $\lambda = (a\tau)^{0.5} \approx 3 \text{ мкм}$ (здесь $a = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ — температуропроводность меди), что значительно меньше пробега электронов

в аноде, см. рис. 6. Поэтому в течение генерации электронного пучка, с учетом вклада низкоэнергетических электронов, температура поверхности анода будет составлять 100–150 °С.

При неассоциативной термической десорбции число десорбированных молекул описывается уравнением Поляни–Вигнера первого порядка [33]:

$$n_s [\text{см}^{-2}] = n_{s0} \exp\left(-\frac{E_{\text{адс}}}{kT_a}\right), \quad (16)$$

где k , эВ/К — постоянная Больцмана; $E_{\text{адс}}$, эВ — теплота адсорбции; T_a , К — температура поверхности анода.

Теплота адсорбции газовых молекул составляет 0.1–0.2 эВ [31]. Теплота адсорбции N_2 на графите при температуре 300 К составляет ≈ 0.1 эВ [34, 35], и при нагреве анода до температуры 150 °С термодесорбция обеспечивает снижение поверхностной плотности молекул менее чем на 8%. Поэтому термодесорбция молекул с поверхности анода в наших экспериментах дает незначительный вклад в формирование анодного газового слоя.

В основе ЭСД лежит электронное возбуждение адсорбционной связи, соответствующее отталкивательному перераспределению электронной плотности между адсорбированной частицей и поверхностью [11]. Высокую эффективность ЭСД в наших экспериментах можно объяснить значительным вкладом ионизации адсорбированных молекул в их десорбцию. При энергии электронов 0.1–1 МэВ основной вклад в потери их энергии при поглощении в мишени дают ионизационные процессы [23]. При рекомбинации молекулярных ионов азота и кислорода выделяется 12–16 эВ энергии [24]. Теплота адсорбции N_2 на графите при температуре 300 К составляет ≈ 0.1 эВ [34, 35], и энергии, которая выделяется при рекомбинации, достаточно для десорбции 120–160 молекул.

Высокая эффективность ЭСД обеспечивает значительное уменьшение плотности адсорбированных молекул на поверхности анода в течение генерации электронного пучка, см. рис. 7.

Расчет плотности адсорбированных молекул выполнен по соотношению (13) при условии, что в течение генерации электронного пучка адсорбция молекул незначительна. Мощность потока молекул на анод ϕ_m , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, равна [31]:

$$\phi_m = \frac{n_0 v_m}{4} = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{3kT}{m_m}}, \quad (17)$$

где m_m — масса молекулы; v_m — ее средняя скорость.

При давлении 10 мПа концентрация молекул остаточного газа в диодной камере составляет

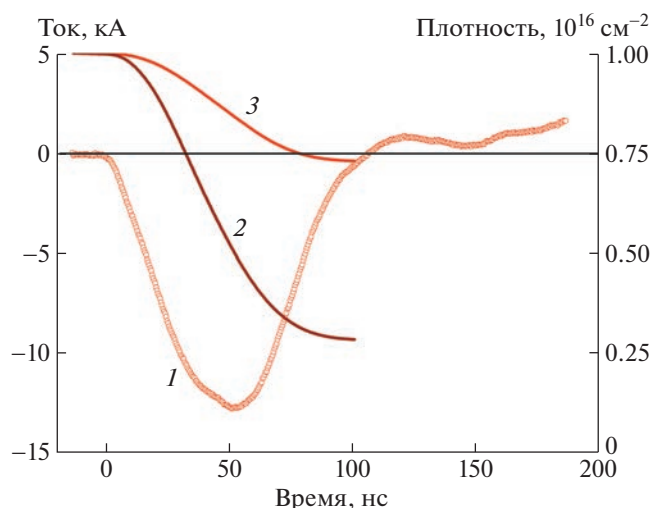


Рис. 7. Осциллограмма электронного тока (1) и изменение плотности адсорбированных молекул на аноде при сечении ЭСД $0.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ (2) и $2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ (3).

$2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При температуре 300 К средняя скорость молекул кислорода и азота равна $\approx 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$. Тогда плотность потока молекул на анод составит $\approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В течение генерации электронного пучка поверхностная плотность адсорбированных молекул увеличится на $\approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что значительно меньше убыви плотности адсорбированных молекул, см. рис. 7.

Мы усредняли осциллограммы ускоряющего напряжения и тока в диоде по 10-ти импульсам, следующим с частотой 0.5 импульса/с. При давлении в диодной камере 10 мПа для достижения поверхностной плотности $\approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$ потребуется $\approx 0.1 \text{ с}$. Поэтому усреднение осциллограмм по нескольким импульсам не вносит погрешности в результаты экспериментов.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования показали, что в электронном диоде со взрывоэмиссионным катодом при работе в техническом вакууме (5–10 мПа) при ускоряющем напряжении 250–400 кВ основным источником газа, при ионизации которого образуется анодная плазма, является электронно-стимулированная десорбция молекул с поверхности анода. Электронная дегазация материала анода и термическая десорбция незначительны. ЭСД молекул в наших экспериментальных условиях (50–200 молекул/электрон) существенно превышает данные других исследователей (менее 0.1 молекулы/электрон), что можно объяснить значительным вкладом ионизации адсорбированных молекул в их десорбцию.

Заметное влияние анодной плазмы на работу планарного диода со взрывоэмиссионным катодом проявляется только через 70–80 нс после приложения ускоряющего напряжения. При этом дополнительный ток электронов анодной плазмы вносит наиболее существенный вклад в отклонение измеренных значений электронного тока диода от расчетных, а также в величину полного тока в диоде. Сокращение зазора анод–катод за счет расширения анодной плазмы не существенно, анодный газовый слой расширяется со скоростью $\approx 0.17 \text{ см/мкс}$, что значительно меньше скорости расширения взрывоэмиссионной плазмы ($2 \pm 0.1 \text{ см/мкс}$) [6, 7].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030” ТПУ в рамках научного проекта Приоритет-2030-НИП/внеСП-064-1308-2022.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев С.П., Крендель Ю.Е., Шанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Fan Y.W., Wang X.Y., Zhang Z.C., Xun T., Yang H.W. // Vacuum. 2016. V. 128. P. 39. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2016.03.006>
3. Fridman A. Plasma Chemistry. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
4. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск: Наука, 2018.
5. Соковнин С.Ю. Наносекундные ускорители электронов для радиационных технологий. Екатеринбург: Изд-во Уральского ГАУ, 2017.
6. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
7. Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. М.: Физматлит, 2013.
8. Wang X.Y., Fan Y.W., Shi D., Shu T. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 073103. <https://doi.org/10.1063/1.4956460>
9. Li A.K. and Fan Y.W. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. 065105. <https://doi.org/10.1063/1.4960699>
10. Langmuir I. // Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 45.
11. Агеев В.Н., Бурмистрова О.П., Кузнецов Ю.А. // Успехи физических наук. 1989. Т. 158. Вып. 3. С. 389. <https://ufn.ru/ru/articles/1989/7/b/>
12. Madey T.E., Yates J.T. // Journal of Vacuum Science & Technology. 1971. V. 8. P. 525. <https://doi.org/10.1116/1.1315200>
13. Menzel D. // Topics Appl. Phys. 1975. V. 4. P. 101.

14. Dawson P.H. // Surface Science. 1977. V. 65. P. 41. [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(77\)90291-6](https://doi.org/10.1016/0039-6028(77)90291-6)
15. Young C.E., Whitten J.E., Pellin M.J., Gruen D.M., Jones P.L. // In Desorption Induced by Electronic Transitions DIET IV. 1990. V. 19.
16. Lambert R.M., Comrie C.M. // Surf. Sci. 1976. V. 59. P. 33.
17. Baker B.G., Sexton B.A. // Surf. Sci. 1975. V. 52. P. 353.
18. Berger M., Coursey J., Zucker M., Chang J. NIST Standard Reference Database 124. 2017. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
19. Umstadtd R.J., Schlise C., Wang F. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. V. 33. Iss. 2. P. 901. <https://doi.org/10.1109/TPS.2005.844593>
20. Li An-Kun, Fan Yu-Wei, Qian Bao-Liang, Zhang Zicheng, Tao Xun // Journal of Applied Physics. 2017. V. 122. 185901. <https://doi.org/10.1063/1.4996649>
21. Shiffler D., Zhou O., Bower C., LaCour M., Golby K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32. P. 2152. <https://doi.org/10.1109/TPS.2004.835519>
22. Humphries S. Charged Particle Beams. NY.: Wiley, 1990.
23. Sigmund P. Particle Penetration and Radiation Effects. V. 2: Penetration of Atomic and Molecular Ions. Springer International Publishing, 2014.
24. https://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/atom_index.html
25. Mallard G., Linstrom P.J. // NIST Standard Reference Database. 2000. V. 69. <http://www.webbook.nist.gov>
26. Завилопуло А.Н., Чинев Ф.Ф., Шпеник О.Б. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 19.
27. Пушкарев А.И., Полисадов С.С. // ЖТФ. 2022. Т. 92. Вып. 2. С. 232.
28. Pushkarev A., Prima A., Ezhov V., Miloichikova I., Petrenko E. // Laser and particle beams. 2021. P. 8815697, <https://doi.org/10.1155/2021/10.1155/2021/8815697>
29. Madey T.E., Stockbauer R. In Methods of Experimental Physics: V. 22 / Ed. by R.L. Park and M.G. Lagally. Academic Press Inc., 1985.
30. Пушкарев А.И., Прима А.И., Егорова Ю.И., Ежов В.В. // ПТЭ. 2020. № 3. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S0032816220030143>
31. Бур Я. Динамический характер адсорбции. Пер. с англ. А.А. Лопаткина и др. / Под ред. В.М. Грязнова. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1962.
32. Collaboration G.E.A.N.T. Physics reference manual. Version: GEANT4. 2005.
33. Флад Э. Межфазная граница газ–твердое тело. Пер. с англ. А.А. Лопаткина и др. / Под ред. А.В. Киселева. М.: Изд-во Мир, 1970.
34. Byoung-Uk Choi, Dae-Ki Choi, Yong-Whan Lee, Byung Know Lee, Sung Hy tin Kim // J. Chem. Eng. Data. 2003. V. 48. P. 603.
35. Yongha Park, Dong-Kyu Moon, Yo-Nan Kim, Hyunwoong Ahn, Chang-Ha Lee // Adsorption. 2014. V. 20. P. 631.

ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ
МИКРОПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ© 2023 г. А. И. Мамаев^{а,*}, В. А. Мамаева^а, Ю. Н. Беспалова^а, П. Ф. Баранов^б^аНациональный исследовательский Томский государственный университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36^бНациональный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

*e-mail: aim1953@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 06.08.2022 г.

Принята к публикации 26.09.2022 г.

Разработаны оборудование и программное обеспечение для проведения потенциометрических, амперометрических, вольт-амперометрических измерений при импульсном микроплазменном оксидировании в водных растворах электролитов. Комплексная установка позволяет определять скорости плазменных и электрохимических процессов в растворах электролитов, потенциалы зажигания и гашения плазменных разрядов, значение постоянной времени переходного процесса, а также исследовать влияние на микроплазменные процессы гидродинамических факторов, определять толщину покрытия и тип сплава.

DOI: 10.31857/S0032816223010196, EDN: PVRNXB

ВВЕДЕНИЕ

Микроплазменные процессы в водных растворах электролитов широко используются в промышленности для нанесения покрытий и модифицирования поверхности [1–3], синтеза и модифицирования материалов [4], стерилизации и очистки поверхности от примесей и дезактивации загрязнений [5]. Они включают в себя связанные между собой физические, электрохимические, химические, плазмохимические процессы, каждый из которых имеет разную скорость и связан с параметрами проведения процессов. Поэтому разработка оборудования и методов исследования природы микроплазменных процессов является актуальной задачей.

Особенностью микроплазменных процессов в растворе является возможность оценки характера процесса по величинам тока и напряжения, которые можно моментально регистрировать в течение процесса. Разработка методов управления параметрами микроплазменного процесса непосредственно в процессе получения оксидных материалов позволит проводить диагностику покрытий по величинам тока и напряжения [1–8].

В этом плане представляют интерес микроплазменные процессы различной длительности, индуцируемые импульсами напряжения трапециевидной формы. Такой вид импульса позволяет исследовать микроплазменную систему *in situ*

при выведении ее из состояния равновесия на восходящем фронте импульса, в равновесном возбужденном состоянии на площадке трапециевидного импульса напряжения и в состоянии приведения системы в равновесное состояние на нисходящем фронте импульса [1].

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНЫХ МИКРОПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Основной характеристикой физико-химических превращений при прохождении электрического тока через границу раздела металл–раствор является вольт-амперная характеристика (ВАХ). Величина плотности тока связана со скоростью электрохимических превращений на поверхности, а величина потенциала в равновесных условиях соответствует изменению энергии Гиббса:

$$\Delta G = -zFU, \quad (1)$$

где ΔG – изменение энергии Гиббса; z – число молей перенесенных электронов; F – число Фарадея; U – поляризация электрода. Эти величины характеризуют скорость и направление происходящих на поверхности реакций, энергию реализации основной и сопутствующих электрохимических реакций.

Поскольку электрохимические реакции – гетерогенные, важным условием при описании процесса создания нового материала является учет слабо перемешиваемого гидродинамического пограничного слоя, возникающего вблизи поверхности электрода. Пограничный гидродинамический слой возникает из-за внутреннего трения жидкости (вязкости). Ионы из объема раствора подходят к поверхности электрода и проходят через слабо перемешиваемый пограничный слой. Толщина пограничного слоя меняется в зависимости от скорости движения жидкости и режима (ламинарный, переходный, турбулентный). В связи с этим скорость подвода исходных веществ и скорость отвода продуктов реакции зависят от скорости движения жидкости. Поскольку гидродинамический пограничный слой может существенно ограничивать доставку исходных соединений к поверхности и отвод продуктов реакции от поверхности, то это влияет на концентрацию реагентов и продуктов реакции. Лимитирующей стадией может быть как собственно электрохимическая реакция, так и стадии доставки реагентов и отвода продуктов реакции при образовании нового материала.

Пограничный гидродинамический слой имеет сложное строение. Толщина пограничного слоя зависит от режима движения жидкости, расстояния от поверхности металлического электрода, скорости движения жидкости, вязкости жидкости в соответствии со следующими выражениями:

– для ламинарного потока

$$\delta = 3l^{1/2}V^{-1/2}\nu^{1/2}, \quad (2)$$

– для турбулентного потока

$$\delta = l^{0.1}V^{0.9}\nu^{17/30}, \quad (3)$$

где δ – толщина пограничного слоя; l – расстояние от точки набегания потока; V – скорость движения жидкости в объеме; ν – кинематическая вязкость.

Согласно уравнению (2), толщина пограничного слоя изменяется в зависимости от расстояния от точки набегания потока. Изменение толщины пограничного слоя приводит к разной плотности тока на различных участках, что обуславливает неравномерность скорости образования продукта. Для точных измерений необходимо, чтобы толщина пограничного слоя регулировалась и оставалась постоянной по всей обрабатываемой поверхности [9, 10].

Для исследований ВАХ микроплазменного процесса используется вращающийся электрод [9, 10], в центр которого направлены набегающие потоки электролита. Изменение скорости движения жидкости в зависимости от радиуса приводит к тому, что толщина пограничного слоя зависит только от вязкости жидкости и угловой скорости враще-

ния электрода при ламинарном режиме движения жидкости (число Рейнольдса < 2300):

$$\delta = 1.75\omega^{1/2}V^{1/6}D^{1/2}, \quad (4)$$

где δ – толщина пограничного слоя; ω – угловая скорость вращения электрода; V – скорость движения жидкости в объеме; D – коэффициент диффузии.

В соответствии с уравнением (4) толщина пограничного слоя зависит от режима движения жидкости, угловой скорости вращения по всей рабочей поверхности вращающегося электрода и является постоянной по всей поверхности вращающегося электрода. Эти параметры хорошо контролируются, что позволяет использовать вращающийся электрод в изучении влияния гидродинамических факторов на скорость образования продуктов реакций при реализации микроплазменных процессов.

При локализации высокоэнергетических потоков достаточной плотности на поверхности электрода возникают микроплазменные разряды, которые сопровождаются появлением световых потоков. При переходе электрохимических процессов в микроплазменные наблюдается смена электрохимической реакции на поверхности на высокотемпературную химическую реакцию, индуцируемую микроплазменным разрядом. Начинается это при потенциале зажигания микроплазменных разрядов, а заканчивается при потенциале их гашения. Поскольку происходит смена природы процесса, изменяются и свойства покрытия. Микроплазменные разряды имеют электронную часть (у поверхности) и ионную часть (в растворе, который двигается). Движение жидкости у поверхности отсутствует, поэтому электронная часть дуги (в анодном режиме) в меньшей степени подвержена влиянию движения жидкости. Ионная часть находится на границе пограничного слоя в жидкости, которая зависит от скорости движения жидкости и от толщины пограничного слоя. В процессе движения жидкости меняется толщина пограничного слоя, что влияет на длину и интенсивность микроплазменных разрядов.

Таким образом, гидродинамический фактор, потенциал зажигания и потенциал гашения дуги влияют на структуру и свойства формируемых материалов.

Цель данной работы – разработка исследовательского информационно-измерительного комплекса, позволяющего регистрировать параметры микроплазменных систем при воздействии на поверхность металлического электрода поляризующих импульсов напряжения трапецеидальной формы с контролем физических, химических и гидродинамических факторов, влияющих на получение оксидных материалов функционального

назначения. Для удобства работы комплекса разработано программное обеспечение, позволяющее визуализировать изменение формы тока, напряжения и ВАХ во времени на плоскости, а в трехмерном представлении – развернуть это изменение в пространстве.

ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС

Разработан и изготовлен исследовательский информационно-измерительный комплекс, состоящий из микроплазменной, поляризирующей и измерительной частей и оснащенный современным программным обеспечением, проверена его работоспособность.

Микроплазменная часть комплекса

Микроплазменная часть предназначена для прецизионных исследований высокоэнергетических процессов в растворах электролитов при прохождении импульсных токов высокой плотности и высокого напряжения (рис. 1). Микроплазменная часть комплексной установки представляет собой светонепроницаемый внутренний бокс 1 с вертикально расположенным внутри него вращающимся электродом 2, которые в свою очередь помещены в специальный светонепроницаемый внешний бокс 3, предназначенный для исследования световых потоков в микроплазменной системе. Микроплазменная часть комплекса позволяет контролировать толщину гидродинамического слоя на поверхности вращающегося электрода путем изменения его скорости вращения в ламинарном режиме движения жидкости. Для обеспечения надежного токоподвода к поверхности вращающегося электрода разработан токоподвод 4 из шести графитовых электродов. Скорость вращения электрода стабилизирована системой управления 5. Электрохимическая ячейка представляет собой кварцевый стакан 6 с расположенным по цилиндрической поверхности стакана электродом сравнения 7 из нержавеющей стали, поверхность которого составляет 200 см². Поскольку процесс сопровождается значительным энерговыделением, для стабилизации температуры разработана система циркуляции электролита с использованием двух согласованных насосов 8, обеспечивающих регулируемую скорость прокачивания электролита 9 через термостат 10. Это позволяет поддерживать постоянную температуру электролита и исключить его переливы, т.е. стабилизировать температуру электролита на протяжении всего процесса исследования. Регистрацию световых потоков, возникающих при микроплазменном разряде, проводили при помощи люксметра 11, датчик которого помещен снизу, под

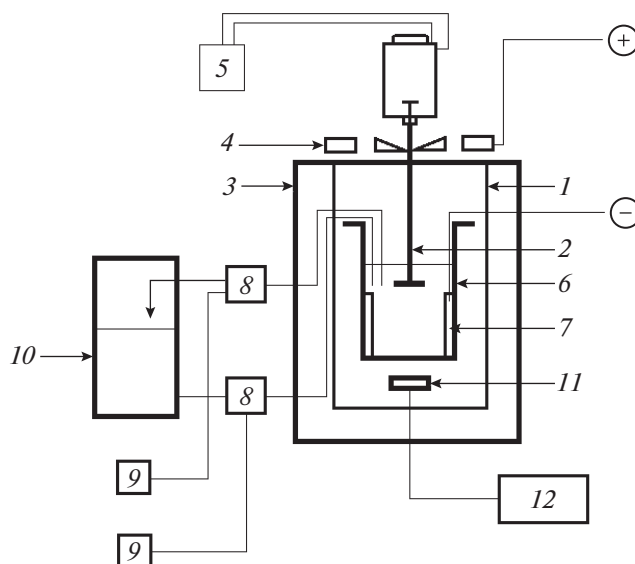


Рис. 1. Схема микроплазменной части комплекса. 1 – внутренний бокс; 2 – вращающийся электрод; 3 – внешний бокс; 4 – токоподвод; 5 – система управления скоростью вращения электрода; 6 – кварцевый стакан; 7 – электрод сравнения; 8 – насосы; 9 – регулятор скорости прокачивания электролита; 10 – термостат; 11 – люксметр; 12 – компьютер.

днищем кварцевого стакана. Сигнал с датчика поступает на компьютер 12.

Поляризирующая часть комплекса

Выбран источник напряжения с трапециевидным импульсом поляризирующего напряжения, точно задающий напряжение, длительность и скважность импульсов. С целью уменьшения влияния внутренних параметров источника питания (сопротивления и емкости) на результат измерений применены быстродействующие силовые транзисторные матрицы, позволяющие включать и выключать систему за 20 нс и достигать скорости изменения потенциала на фронтах импульса порядка 10⁶–10⁸ В/с. Это позволяет исследовать микроплазменный процесс и, что важно, его начальные стадии. Измерения на площадке трапециевидного импульса напряжения дают возможность исследовать установившиеся процессы. Особое внимание уделяется фронтам импульса напряжения. Фронты трапециевидного импульса не регулируются источником питания, что позволяет исследовать физические и химические процессы в стационарном возбужденном состоянии при выведении исследуемой системы из равновесия и возвращении ее в равновесие после окончания действия импульса напряжения. Таким требованиям удовлетворяет источник питания “Корунд М1”, разработанный по схеме накопления энергии на конденсаторах и транзисторного сброса энергии на нагрузку. Источник

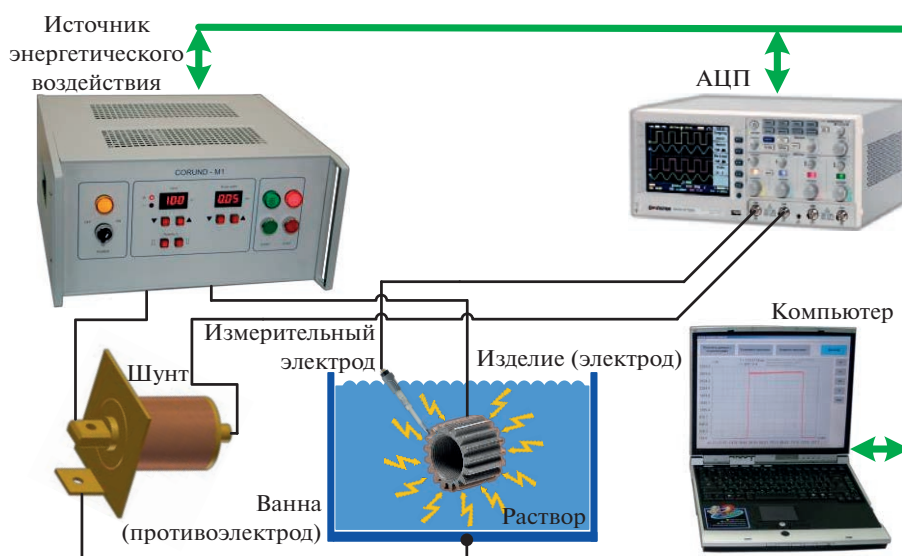


Рис. 2. Измерительный комплекс.

питания позволяет регулировать частоту изменения напряжения от 5 до 300 Гц, длительность импульса – от 10 до 300 мкс, амплитуду напряжения – от 50 до 600 В.

Поляризацию электрода можно измерить посредством двухэлектродной (задающее напряжение отождествляется с поляризационным) или трехэлектродной (дополнительный электрод расположен у поверхности вращающегося электрода) системы измерений. В связи с тем что поверхность электрода сравнения более чем в 100 раз больше поверхности рабочего электрода, величины поляризующих напряжений высокие, а водные растворы для микроплазменных систем – это высококонцентрированные электролиты с суммарной концентрацией до 100 г/л, результаты поляризующих измерений различаются менее чем на 1%. В этом случае измеряются ток и задающее напряжение. Для слабоконцентрированных электролитов необходимо работать с трехэлектродной системой, причем особое внимание нужно уделить материалу измерительного электрода (рис. 2), который должен обладать значительным быстродействием и низким сопротивлением. Такими свойствами могут обладать платиновый электрод или электрод из нержавеющей стали.

Измерительная часть комплекса

Измерительная часть предназначена для регистрации, накопления и обработки циклических ВАХ, позволяющих исследовать микроплазменные процессы. В задачи измерительной части входят:

- регистрация полной формы импульсных сигналов тока и напряжения электрохимической ячейки, а также сохранение и накопление данных

в цифровом виде в памяти компьютера через заданные интервалы времени;

- первичная обработка сигналов микроплазменного процесса и графический вывод их на экран монитора в процессе проведения исследования;

- построение ВАХ по мгновенным значениям сигналов тока и напряжения в процессе проведения исследования;

- построение ВАХ в трехмерном исполнении от времени для оценки временной динамики изменения процесса;

- постобработка сигналов микроплазменного процесса для последующего детального анализа.

Измерительный комплекс состоит из компьютера, многоканального аналого-цифрового преобразователя (АЦП), комплекта первичных преобразователей тока в напряжение, комплекта делителей напряжения и комплекта программного обеспечения (рис. 2).

АЦП представляет собой двухканальный осциллограф “GW Instek GDS-71062A”, один канал которого используется для измерения напряжения, а другой – для измерения тока. Осциллограф позволяет получать цифровые отсчеты мгновенных значений тока и напряжения с частотой дискретизации 1 ГГц на канал для исследования однократных сигналов с полосой спектра до 100 МГц без интерполяции.

В качестве первичных преобразователей тока в напряжение используются:

- токовые клещи D38 “Chauvin Arnoux” с диапазоном измеряемого тока 1–9 кА;

- измерительный коаксиальный шунт с диапазоном измеряемого тока 5–20 кА [7].

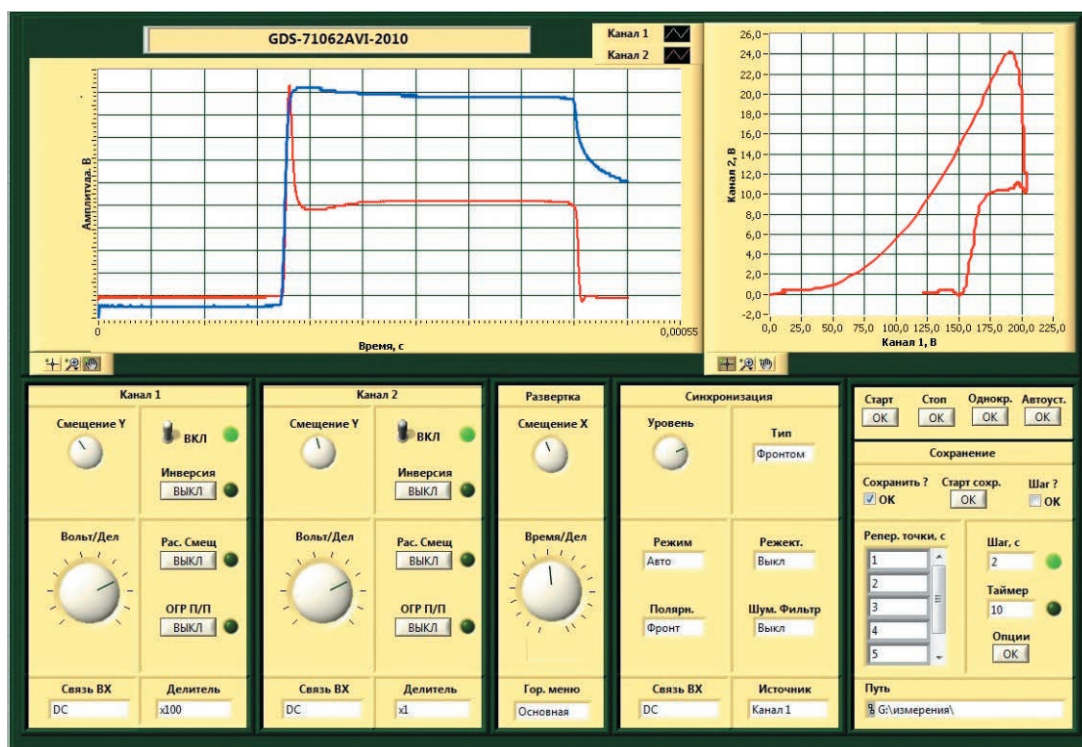


Рис. 3. Интерфейс программы “GDS-71062A VI-2010”.

Делители напряжения – измерительные пробники осциллографа с коэффициентами деления 1:1, 1:10, 1:100 – позволяют перекрыть весь диапазон возможных напряжений от 0 В до 1 кВ.

Программное обеспечение

Программное обеспечение состоит из трех отдельных программ: “GDS-71062A VI-2010”; “3D-визуализатор вольт-амперных характеристик”; “Анализатор электрических параметров микроплазменного процесса”. Все программы написаны в среде графического программирования “LabView”.

Программа “GDS-71062A VI-2010” используется для регистрации и графического представления мгновенных значений тока и напряжения микроплазменного процесса (рис. 3). Интерфейс программы представляет собой расширенную лицевую панель осциллографа “GW Instek GDS-71062A”, которая позволяет задавать все режимы, предусмотренные его техническими характеристиками, и отображать данные каждого канала в виде осциллограмм. В программе имеется возможность регистрации осциллограмм импульсных сигналов в определенные моменты процесса с помощью задания временного интервала (“Шаг”) или конкретных временных точек (“Реперные точки”) от начала процесса.

При проведении эксперимента осциллограф измеряет по двум каналам мгновенные значения напряжения и тока, записывает полученные данные в текстовый файл с указанием времени эксперимента, а также выводит на экран монитора осциллограммы и зависимость тока от напряжения в процессе проведения эксперимента. Это позволяет проводить текущий контроль микроплазменного процесса по току, напряжению и циклическим ВАХ. Подключение осциллографа, задание параметров для сохранения информации, таких как название файла и директория сохранения, выполняются при запуске программы.

Программа “3D-визуализатор вольт-амперных характеристик” разработана с целью создания универсальной рабочей среды для графического представления цифровых отсчетов мгновенных значений тока и напряжения, а также ВАХ в двухмерном и трехмерном представлении (рис. 4).

Программа позволяет загрузить для обработки группу файлов с экспериментальными данными мгновенных значений тока и напряжения. Причем графической обработке подвергаются данные, которые находятся в файлах, выделенных из группы с помощью специальных маркеров. Это позволяет быстро исключать из рассмотрения данные, отнесенные к артефактам.

Двухмерное представление позволяет визуализировать изменение формы тока, напряжения

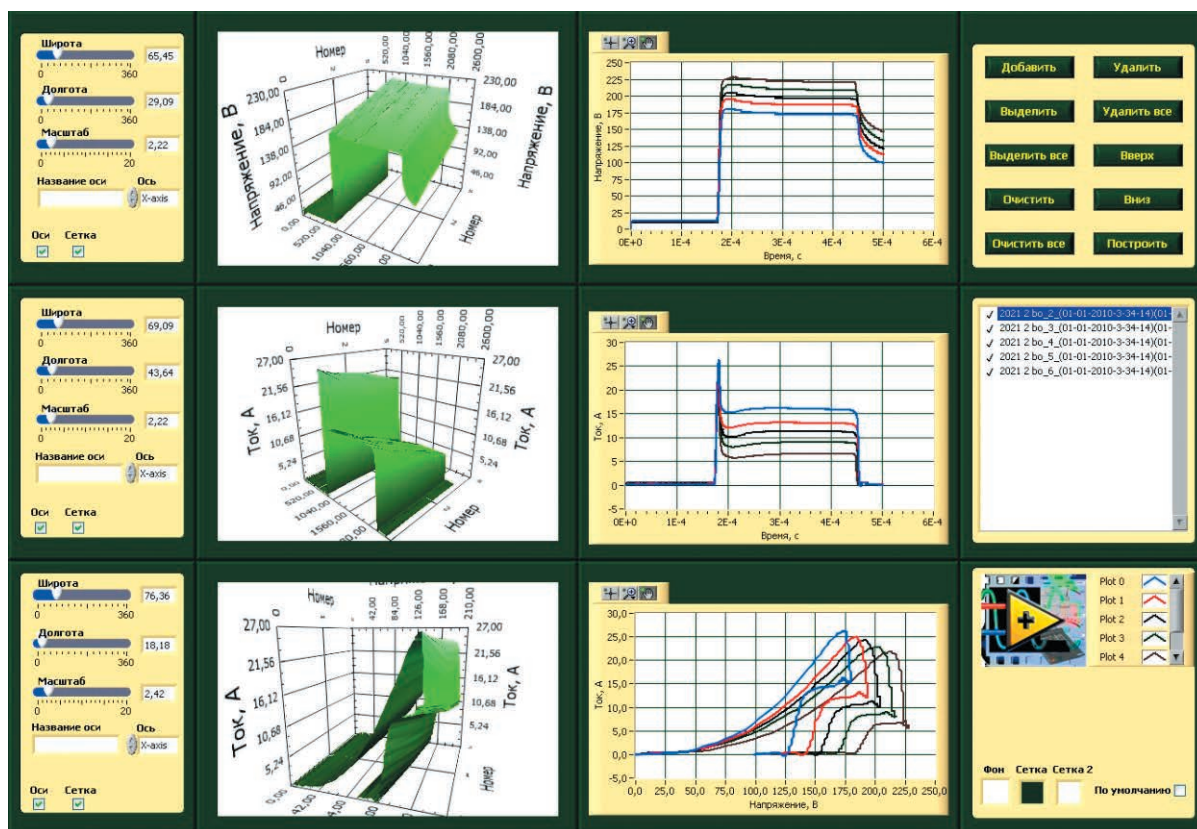


Рис. 4. Интерфейс программы “3D-визуализатор вольт-амперных характеристик”.

и ВАХ во времени на плоскости, а в трехмерном представлении – развернуть это изменение в пространстве. Панель снабжена сервисом вращения полученных графиков в трехмерном представлении по широте и долготе, а также изменения его масштаба.

Программа “Анализатор электрических параметров микроплазменного процесса” выявляет закономерности микроплазменных процессов (рис. 5).

После загрузки файлов с данными программа позволяет определить:

- скорости изменения тока и напряжения;
- интегральные характеристики осциллограмм тока и напряжения;
- изменение активной или емкостной составляющей тока в течение импульса напряжения;
- изменение сопротивления покрытия.

Результаты измерений

Получены результаты измерений характеристик тока в микроплазменной системе, состоящей из алюминиевого анода (сплав АМгб) и стального катода (нержавеющий сплав 12С18Н10Т), помещенных в емкость с водным раствором солей, между которыми пропускается электрический ток высокого напряжения. Возможны измерения

и с другими материалами. Состав электролита: H_3VO_3 – 35 г/л, NaOH – 15 г/л, NaF – 10 г/л, H_3PO_4 – 11 г/л, H_2O . Квалификация используемых материалов – особо чистые. Температура электролита 25–28°C.

На рис. 6 приведены нисходящие ветви ВАХ образования микроплазменных и анодных покрытий, зарегистрированных на нисходящем фронте импульса напряжения при разных скоростях перемешивания электролита.

Согласно рис. 6, процесс анодирования не зависит от скорости перемешивания электролита, что обеспечивает постоянную толщину покрытия по всей обрабатываемой поверхности детали. В микроплазменном режиме плотность тока зависит от скорости движения жидкости, что говорит о появлении нового фактора, который влияет на скорость нанесения покрытия.

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНО-ЕМКОСТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОПЛАЗМЕННОЙ СИСТЕМЫ

При импульсном микроплазменном оксидировании из-за изменения толщины оксидного слоя изменяется величина псевдоемкости нагрузки и ее активное сопротивление. Основной характеристикой на-

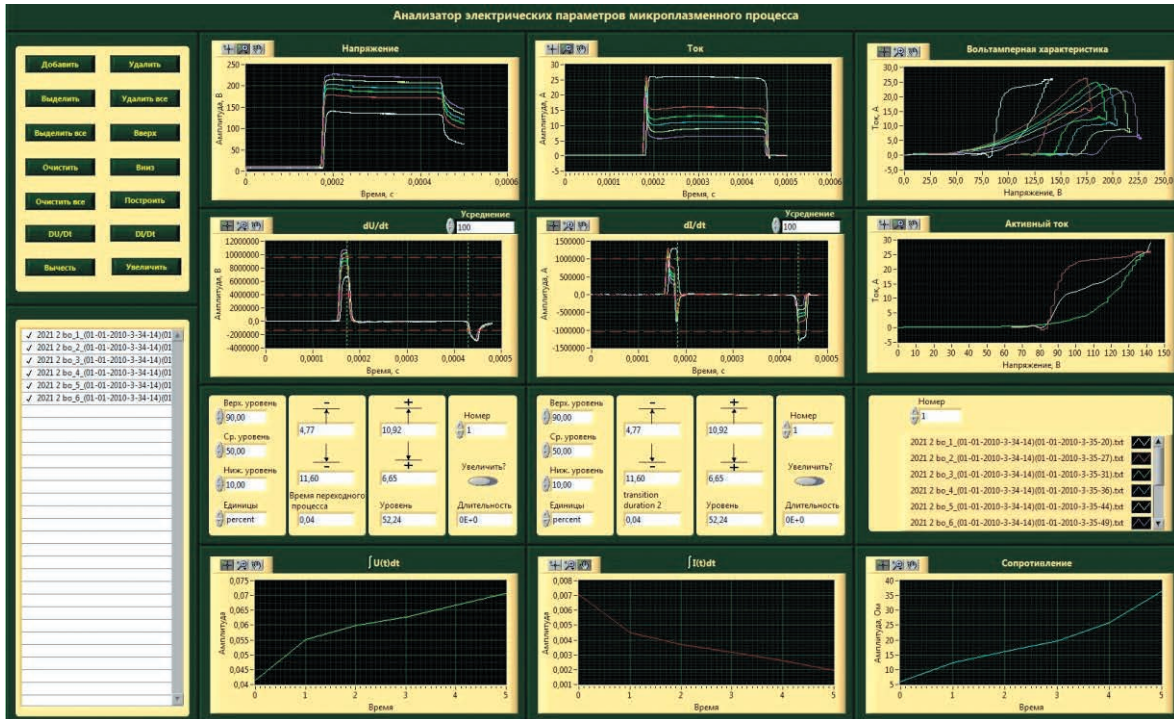


Рис. 5. Интерфейс программы “Анализатор электрических параметров микроплазменного процесса”.

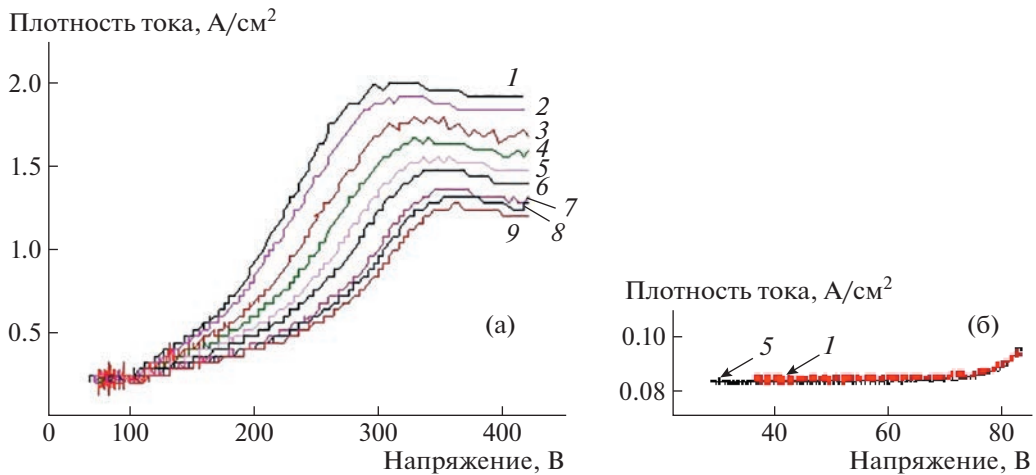


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики образования покрытий в микроплазменном режиме (а) и в отсутствие микроплазменного режима (б) при различных скоростях вращения электрода, об/мин: 1 – 0; 2 – 350; 3 – 610; 4 – 850; 5 – 1020; 6 – 1200; 7 – 1500; 8 – 1700; 9 – 2100. Длительность импульса 100 мкс, продолжительность нанесения покрытия 600 с [12].

несения покрытия является плотность активного тока (i_a), определяющая скорость образования нового соединения – оксида металла. Плотность емкостного тока связана с током перезарядки двойных электрических слоев на границе раздела фаз. В данном случае емкостный ток является псевдоемкостным (i_c) [1]. Удельная активная составляющая тока определяется по силе тока на площадке трапецевидного импульса напряжения ($dU/dt = 0$). Псевдоемкостный ток на этом

участке равен нулю ($i_c = 0$). Величину псевдоемкостного тока можно оценить путем вычитания плотности активного тока из общей плотности тока (суммы плотностей активного и псевдоемкостного тока). Расчет величины удельной псевдоемкости осуществляется делением величины удельного псевдоемкостного тока на скорость изменения потенциала dU/dt на переднем фронте импульса напряжения. Поскольку разработанная аппаратура позволяет проводить измерения параметров

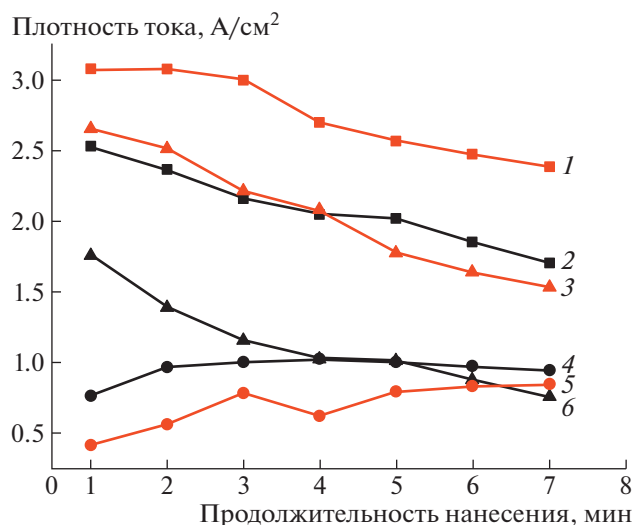


Рис. 7. Суммарная плотность активного и псевдоемкостного токов (1, 2), а также плотности активного (3, 6) и псевдоемкостного (4, 5) токов, зарегистрированные на алюминиевом Al (1, 3, 5) и титановом Ti (2, 4, 6) электродах при длительности импульса 200 мкс и задающем напряжении 400 В.

с частотой 50 с^{-1} , появляется возможность выявить динамику изменения активной и псевдоемкостной составляющих в процессе формирования покрытий.

На рис. 7 представлены плотности активного и псевдоемкостного токов при импульсном микроплазменном оксидировании алюминия (сплав А99) и титана (сплав ВТ 1-0) в электролите состава: $\text{H}_3\text{BO}_3 - 20 \text{ г/л}$, $\text{Na}_2\text{V}_4\text{O}_7 \cdot 12\text{H}_2\text{O} - 30 \text{ г/л}$, $\text{NaF} - 10 \text{ г/л}$, $\text{Na}_2\text{HPO}_4 \cdot 10\text{H}_2\text{O} - 40 \text{ г/л}$, H_2O . Квалификация используемых материалов — особо чистые. Температура электролита $25-28^\circ\text{C}$.

О приближении стадии завершения нанесения покрытия свидетельствует уменьшение плотности активного тока, что связано с увеличением толщины покрытия. Это приводит к увеличению сопротивления пористого оксидного слоя и уменьшению плотности тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны быстродействующее комплексное оборудование и современное программное обеспечение для одновременных прецизионных измерений параметров микроплазменного процесса, регистрации циклических ВАХ микроплазменных разрядов, определения потенциалов зажигания и гашения микроплазменных разрядов, управления длительностью импульса, скоростью и характером движения жидкости (толщиной пограничного слоя), продолжительностью обработки металлической поверхности, толщиной покрытия.

Комплексная установка обеспечивает следующие возможности.

1. Выявление типа сплава по внешнему виду и параметрам ВАХ [11]. Экспресс-определение природы (алюминиевый, магниевый, титановый, ...) марки и состояния (пережог, деформация, ...) сплава возможно в силу того, что при одинаковой продолжительности микроплазменной обработки металлических материалов в одинаковом составе электролита скорость реализуемых электрохимических процессов отличается для различных сплавов: каждому образцу сплава соответствует своя, только ему характерная вольт-амперная кривая [1, с. 261]. Уникальность форм ВАХ обусловлена составом оксидируемого электрода.

2. Определение скорости нанесения покрытий по параметрам ВАХ.

3. Определение потенциалов зажигания и гашения микроплазменных разрядов, значения постоянной времени переходного процесса [12].

4. Исследование влияния гидродинамических факторов на параметры микроплазменных процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мамаев А.И., Мамаева В.А., Бориков В.Н., Дорофеева Т.А. Формирование наноструктурных неметаллических неорганических покрытий путем локализации высокоэнергетических потоков на границе раздела фаз. Томск: Изд-во Томского ун-та, 2010.
2. Гордиенко П.С., Хрисанфова О.А., Коркош С.В. Патент РФ № 1788793. Оpubл. 27.05.1996.
3. Дураджи В.Н., Парсаданян А.С. Нагрев металлов в электролитной плазме. Кишинев: Штиинца, 1988.
4. Суминов И.В., Белкин П.Н., Эпельфельд А.В., Людин В.Б., Крит Б.Л., Борисов А.М. Плазменно-электролитическое модифицирование поверхности металлов и сплавов. Т. 2. М.: Техносфера, 2011.
5. Мамаев А.И., Мамаева В.А., Выборнова С.Н. Патент РФ № 2126691. Оpubл. 27.02.1999.
6. Марков Г.А., Белеванцев В.И., Слонова А.И., Терлеева О.Л., Шулепко Е.К., Кириллов В.И. // Трение и износ (ВНТЖ). 1988. Т. 9. Вып. 2. С. 286.
7. Muravyov S.V., Borikov V.N., Natalinova N.M. // Measurement and Control. 2009. V. 42. Issue 2. P. 44. <https://doi.org/10.1177/002029400904200202>
8. Golubkov P.E., Pecherskaya E.A., Melnikov O.A., Zinchenko T.O., Kozlov G.V., Antipenko V.V. // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1695. P. 012178. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1695/1/012178>.
9. Дамаскин Б.Б., Петрий О.А. Введение в электрохимическую кинетику. М.: Высшая школа, 1983.
10. Феттер К. Электрохимическая кинетика. М.: Химия, 1967.
11. Мамаев А.И., Дорофеева Т.И., Бориков В.Н., Мамаева В.А. // Технология металлов. 2006. № 6. С. 37.
12. Мамаев А.И., Мамаева В.А., Беспалова Ю.Н. // Журнал технической физики. 2022. № 9. С. 1440. <https://doi.org/10.21883/JTF.2022.09.52937.90-22>

ИСКАЖЕНИЯ ФОКУСИРОВКИ В ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ НА ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ РАЗВЕРТКИ

© 2023 г. А. И. Заровский^а, С. В. Андреев^{а,*}, Н. С. Воробьев^{а,**}, П. Б. Горностаев^а

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

*e-mail: svandr56@mail.ru

**e-mail: vor@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 16.06.2022 г.

После доработки 02.08.2022 г.

Принята к публикации 19.09.2022 г.

Проведены измерения временного и пространственного разрешения электронно-оптической камеры PS-1/S1 в зависимости от скорости развертки. Камера имеет электронно-оптический преобразователь ПИФ-01 с отклоняющими пластинами развертки конденсаторного типа. Показано, что получение минимальной полуширины пространственно-временной аппаратной функции по двум взаимно перпендикулярным направлениям (времени и пространству) может быть достигнуто подбором оптимального напряжения на фокусирующем электроде. Экспериментально определена разница оптимальных статических и динамических напряжений фокусировки по пространству и времени, которая составила 450 В для скорости развертки $1.56 \cdot 10^{10}$ см/с. Выполнено компьютерное моделирование процессов, влияющих на оптимальное разрешение.

DOI: 10.31857/S0032816223010305, EDN: PWOIOL

ВВЕДЕНИЕ

Высокоскоростная развертка изображений, используемая в хронографических щелевых (стрик-) электронно-оптических камерах (ЭОК), является прямым способом измерения быстропротекающих процессов. Для таких камер наиболее важными характеристиками, определяющими качество развернутых на экране изображений, являются:

- временное и пространственное разрешение,
- динамический диапазон регистрации,
- спектральная чувствительность фотокатода.

Величина предельного временного разрешения современных коммерческих и лабораторных пико- и субпикосекундных ЭОК составляет от сотен фемтосекунд [1–3] до единиц пикосекунд [4, 5] при достаточно высоком пространственном разрешении (не хуже 100 мкм). Помимо этого, стрик-камеры дают возможность получения многоканальной пространственной (до 10^2 – 10^3 разрешаемых элементов вдоль щели) информации об исследуемых процессах. В реальных физических экспериментах с использованием таких камер для получения динамической двумерной картины изображения (пространство–время) необходимо иметь сфокусированное изображение как по временной, так и по пространственной оси.

Как было показано в работах [6, 7], при развертке под действием динамического отклоняющего поля происходит искажение пространственной фокусировки (расфокусировка) изображения на экране ЭОК в направлении развертки. Такая расфокусировка при значительных скоростях развертки (выше 10^{10} см/с) существенно ухудшает временное разрешение прибора. Это ухудшение можно устранить изменением напряжения на фокусирующем электроде (подфокусировкой). Однако при этом происходит расфокусировка в перпендикулярном направлении (динамическое пространственное разрешение). В некоторых случаях при работе на больших скоростях развертки необходимо сохранить достаточно высокое динамическое пространственное разрешение подбором оптимального напряжения на фокусирующем электроде, даже иногда в ущерб временному разрешению.

В данной работе выполнены измерения и проведены расчеты зависимости величины временного и динамического пространственного разрешения от напряжения на фокусирующем электроде при различных скоростях развертки. О подобных измерениях динамического пространственного разрешения нам не известно. Эксперименты были выполнены на ЭОК PS-1/S1 (разработка ИОФ РАН) [8, 9], снабженной электронно-оптическим

Таблица 1. Ширина щели в горизонтальном (временном) направлении в зависимости от напряжения на фокусирующем электроде

$-U_{\phi}$, кВ	Ширина щели, мкм
10.45	150
10.50	120
10.55	100
10.60	80
10.65	113
10.70	140
10.75	155

Примечание. Статический режим работы ЭОК. Масштаб на экране камеры 8 мкм/пиксель, погрешность измерения 1 пиксель или примерно ± 8 мкм

преобразователем (ЭОП) ПИФ-01 с отклоняющими пластинами развертки конденсаторного типа и усилителем яркости ЭПМ-81.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Временное и пространственное разрешения ЭОК определяются как основными характеристиками ЭОК (скоростью развертки, напряженностью у сетки и т.п.), так и степенью аппаратных искажений, вносимых как самой камерой, так и устройством регистрации, а также способом последующей обработки зарегистрированных изображений. Для описания искажений, присущих ЭОК, введем понятие аппаратной функции — как временной (ВАФ), так и пространственной (ПАФ). Величина ВАФ определяется как измеренная длительность очень короткого входного оптического импульса (δ -импульса), а ПАФ — как измеренная ширина изображения узкой (по сравнению с ожидаемой ПАФ) входной щели. Будем считать, что введенные величины являются предельными временным и пространственным разрешениями ЭОК.

В наших экспериментах были проведены измерения ВАФ и ПАФ стрик-камеры PS-1/S1 [4, 10] в статическом и динамическом режимах. В качестве источника излучения использовался лазер на титанате сапфира ($\lambda = 800$ нм, частота повторения 75 МГц, длительность импульса не более 100 фс). Ширина входной щели 10 мкм была выбрана с учетом ожидаемой ПАФ, величина которой для данной камеры порядка 100 мкм [10]. Для считывания и обработки изображений с выходного экрана ЭОК, размер которого составляет 25 мм, использовалась ПЗС-камера C8484-05G (Hamamatsu, Япония). Центральная часть (около 10 мм) выходного экрана камеры проецировалась на ПЗС-матрицу объективом с коэффициентом уменьшения 1.15.

В статическом режиме процесс определения пространственного разрешения, как правило, состоит в визуальном наблюдении на экране камеры изображения стандартных штриховых миры с прямоугольным профилем пропускания, например мир ГОИ. При этом за величину отсчета принимают тот участок миры, на изображении которого наблюдатель еще может видеть отдельные штрихи во всех четырех направлениях. При таком определении величина пространственного разрешения является вырожденным случаем частотно-контрастной характеристики и отражает лишь единственную точку на ее кривой, соответствующую контрасту в изображении, который оценивается глазом наблюдателя (5–15%). Учет этого обстоятельства крайне важен при проведении количественных измерений, так как с использованием методов обработки изображений минимально обнаруживаемый контраст может отличаться от контраста, измеренного приведенным выше способом. В случае стрик-камеры процесс определения статического пространственного разрешения с помощью миры можно заменить простым измерением ширины входной щели. Тогда при облучении достаточно узкой “ δ -щели” можно непосредственно прямым измерением получить величину ПАФ.

При облучении входной щели камеры в статическом режиме ширина ее изображения измерялась как в горизонтальном, так и вертикальном направлении (по времени и пространству соответственно). При стандартных электрических напряжениях на электродах ЭОП ПИФ-01 (катод — $U_k = -12$ кВ, сетка — $U_c = -9$ кВ, фокус — $U_{\phi} = -10.6$ кВ, анод — $U_a = 0$) при электронно-оптическом увеличении 1.9 и максимальном коэффициенте преобразования усилителя яркости измеренная нами по полувысоте (FWHM) ширина изображения щели (величина ПАФ) составила примерно 80 мкм. При этом напряжение на фокусирующем электроде (-10.6 кВ) оказалось оптимальным, что согласуется и с расчетом (рис. 1). В табл. 1 приведены результаты измерений в горизонтальном (временном) направлении ширины зарегистрированного изображения щели в зависимости от напряжения на фокусирующем электроде. Измерения ширины щели в вертикальном направлении (поворот щели на 90°) дали практически такие же результаты.

Для анализа результатов, получаемых в эксперименте, с помощью программы MASIM [11] было осуществлено компьютерное моделирование процессов, происходящих в ЭОП, и проведен расчет временного, пространственного разрешений и электронно-оптического увеличения в режиме работы ЭОК, соответствующем условиям эксперимента. При расчетах использовались следующие характеристики фотокатода S1 для лазер-

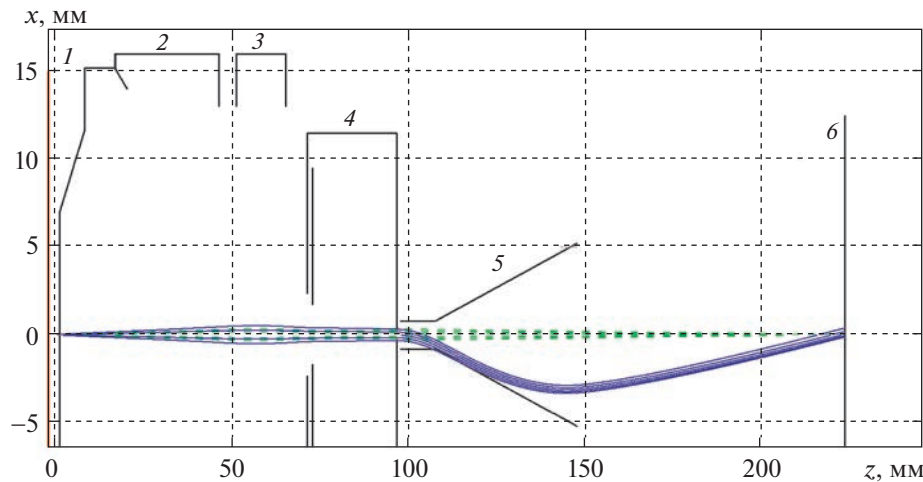


Рис. 1. Траектории электронов в статическом (зеленая прерывистая линия) и динамическом (синяя сплошная линия) режимах работы ЭОК при оптимальной фокусировке -10.6 кВ в статическом режиме. 1 – катод, 2 – ускоряющая сетка, 3 – фокусирующий электрод, 4 – анод, 5 – развертывающие пластины, 6 – экран.

ного излучения с длиной волны 800 нм: параболическое энергетическое распределение фотоэлектронов с наиболее вероятной энергией фотоэмиссии 0.5 эВ и ламбертовское угловое распределение.

На рис. 1 изображены расчетная схема ЭОП ПИФ-01 и вид траекторий электронов, сфокусированных в статическом и динамическом режимах. Наряду с величинами статических напряжений в преобразователе, указанными выше, были введены следующие расчетные данные: размер пятна засветки на катоде 10 мкм, электронно-оптическое увеличение 1.9 , длина пластин развертки 50 мм, скорость развертки $1.56 \cdot 10^{10}$ см/с (160 пс на экран 25 мм). Расчетные размеры пятен на экране: в статическом режиме – 73 мкм, в динамическом режиме – 244 мкм.

Согласно рис. 1, в динамическом режиме наблюдается значительная расфокусировка пучка и размер пятна на экране увеличивается с 10 до 244 мкм, что согласуется с данными эксперимента (табл. 2). Что касается статического режима, то размер пятна (73 мкм) практически совпадает с экспериментально полученной величиной ПАФ 80 мкм (см. табл. 1).

По аналогии с расчетом ВАФ [12], величина ПАФ может быть также найдена из соотношения свертки двух функций: функции, описывающей распределение падающей на фотокатод интенсивности излучения $I(x)$ по соответствующей оси, и ПАФ стрик-камеры:

$$B(x') = \int I(x)A(x, x')dx, \quad (1)$$

где $B(x')$ – интенсивность свечения экрана; x' – координата по пространственной оси; $A(x, x')$ – ПАФ камеры.

Как правило, решение такого уравнения является достаточно сложной задачей, которая может существенно упроститься, если заранее известны формы пространственного распределения интенсивности излучения и аппаратной функции. В случае синусоидального распределения интенсивности излучения и гауссовой формы аппаратной функции в результате решения уравнения (1) получаем простую формулу для вычисления FWHM ПАФ:

$$M = M_{\text{вх}} \exp[-\pi^2 d^2 / (4 \ln 2 \cdot D^2)]. \quad (2)$$

Здесь M – измеренный коэффициент модуляции (контраст) интенсивности свечения экрана, равный $[(I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}) / (I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}})]$, где $I_{\text{макс}}$ и $I_{\text{мин}}$ –

Таблица 2. Зависимость величины ВАФ от скорости развертки при оптимальном и фиксированном (оптимальном для статического режима) напряжениях на фокусирующем электроде

Скорость развертки, см/с	$U_{\text{ф}}$, кВ (ВАФ, мкм)	ВАФ, мкм, при $U_{\text{ф}} = -10.6$ кВ
$2.5 \cdot 10^7$	-10.70 (80)	80
$8.3 \cdot 10^7$	-10.65 (80)	90
$2.5 \cdot 10^8$	-10.70 (82)	97
$8.3 \cdot 10^8$	-10.80 (82)	158
$1.66 \cdot 10^9$	-10.85 (82)	190
$3.33 \cdot 10^9$	-10.90 (100)	200
$1.56 \cdot 10^{10}$	-11.05 (140)	235 (см. рис. 1)

Примечание. Масштаб – 8 мкм/пиксель; погрешность измерения: ± 8 мкм для разверток от $2.5 \cdot 10^7$ до $1.66 \cdot 10^9$; ± 10 мкм – для $3.33 \cdot 10^9$; ± 15 мкм – для $1.56 \cdot 10^{10}$

максимальная и минимальная интенсивности в результирующем распределении; $M_{\text{вх}}$ — коэффициент модуляции интенсивности на входе камеры; d — FWHM ПАФ; D — измеренная частота модуляции.

Для определения ПАФ с помощью формулы (2) мы выполнили измерения контраста изображения штриховой миры с периодом 15 и 20 пар линий/мм и прямоугольным профилем модуляции. Мира, освещенная излучением лазера, устанавливалась на место щели во вращающуюся оправку, и ее изображение проецировалось входной оптикой камеры на фотокатод. В зарегистрированном на экране ЭОК изображении миры измерялся его контраст в горизонтальном и вертикальном направлениях.

При дальнейшем расчете d по формуле (2) учитывалось электронно-оптическое увеличение ЭОП, равное 1.9, и проводился пересчет контраста от миры с прямоугольным профилем к мире с синусоидальным профилем по формуле Колтмана [13]:

$$M_{\text{син}}(D) = (4/\pi)[M_{\text{пр}}(D) + M_{\text{пр}}(3D) + M_{\text{пр}}(5D) + \dots],$$

где $M_{\text{син}}(D)$ — контраст изображения синусоидальной миры с частотой D ; $M_{\text{пр}}(D)$ — контраст изображения прямоугольной миры с частотой D . Пренебрегая вкладом пространственных гармоник выше первой, получим, что наблюдаемый контраст синусоидальной миры должен быть увеличен в $4/\pi$ (1.27) раз. Таким образом, считая, что $M_{\text{вх}} = 1$, получаем

$$d = D[-\ln(1.27M)]^{1/2}. \quad (3)$$

В результате проведенных измерений и расчетов получены следующие значения ПАФ:

– горизонтальное направление (временная ось) — $d = 82$ мкм (15 пар линий/мм), $d = 77$ мкм (20 пар линий/мм);

– вертикальное направление (пространственная ось) — $d = 77$ мкм (15 пар линий/мм), $d = 70$ мкм (20 пар линий/мм).

Измерения проводились при напряжении на фокусирующем электроде -10.6 кВ, оптимальном для достижения максимальной фокусировки в статическом режиме. Таким образом, наши эксперименты показали обоснованность применения формулы (2) для определения ПАФ косвенным способом и возможность ее применения для расчетов динамического пространственного разрешения ЭОК.

При работе камеры в режиме линейной развертки определение пространственного разрешения вдоль временной оси (горизонтальное направление) фактически совпадает с определением временного разрешения. Что же касается вертикального (пространственного) направления, то в режиме линейной развертки вводится

понятие динамического пространственного разрешения, предельную величину которого можно считать динамической ПАФ. Для ее измерения нужно развернуть во времени отрезок горизонтальной “ δ -щели”.

В проведенном эксперименте входная щель ЭОК размером 10 мкм устанавливалась горизонтально. Выполненные измерения показали, что величина динамической ПАФ практически не зависит от скорости развертки и сохраняет свое статическое значение, примерно равное 80 мкм при $U_{\text{ф}} = -10.6$ кВ. Небольшая подфокусировка ($U_{\text{ф}} = -10.4$ кВ) требуется только при максимальной скорости развертки — $1.56 \cdot 10^{10}$ см/с (рис. 2а).

Для определения динамической ПАФ ЭОК косвенным способом с входной вертикальной щелью камеры совмещают горизонтальную штриховую миру с переменной частотой и, регистрируя таким образом развернутое изображение, строят график частотно-контрастной характеристики. Используя преобразование Фурье, можно восстановить вид динамической ПАФ, предполагая при этом, что аппаратная функция симметрична, а ее преобразование Фурье положительно.

В нашем случае для косвенного определения динамической ПАФ можно воспользоваться формулой (3), измерив контраст зарегистрированного изображения миры с известным периодом. Наилучшая четкость зарегистрированного изображения обеспечивается подбором оптимального напряжения на фокусирующем электроде. Результаты измерений, выполненных со штриховой мирой с периодом 15 пар линий/мм, и дальнейший расчет показали, что для всех скоростей разверток в диапазоне $2.5 \cdot 10^7 - 1.56 \cdot 10^{10}$ см/с величина ПАФ практически постоянна и лежит в пределах 80 ± 10 мкм при изменении $U_{\text{ф}}$ от -10.65 до -10.55 кВ. Следует отметить, что для повышения точности измерений контраста ширина входной щели ЭОК была увеличена, так что ее размер на экране стал примерно равен 400 мкм (рис. 2б).

Таким образом, результаты прямых и косвенных измерений динамической ПАФ хорошо согласуются и подтверждают тот факт, что ее величина практически не зависит от скорости развертки и сохраняет статическое значение. Только при больших скоростях развертки, при условии сохранения высокого пространственного разрешения, необходима незначительная подфокусировка.

В табл. 2 приведены результаты измерений ВАФ с помощью лазерного δ -импульса при оптимальном и фиксированном (оптимальном для статического режима) напряжениях на фокусирующем электроде в зависимости от скорости развертки. Измеренное значение ВАФ или предельное временное разрешение ЭОК при максимальной скорости развертки и оптимальном фокусирующем

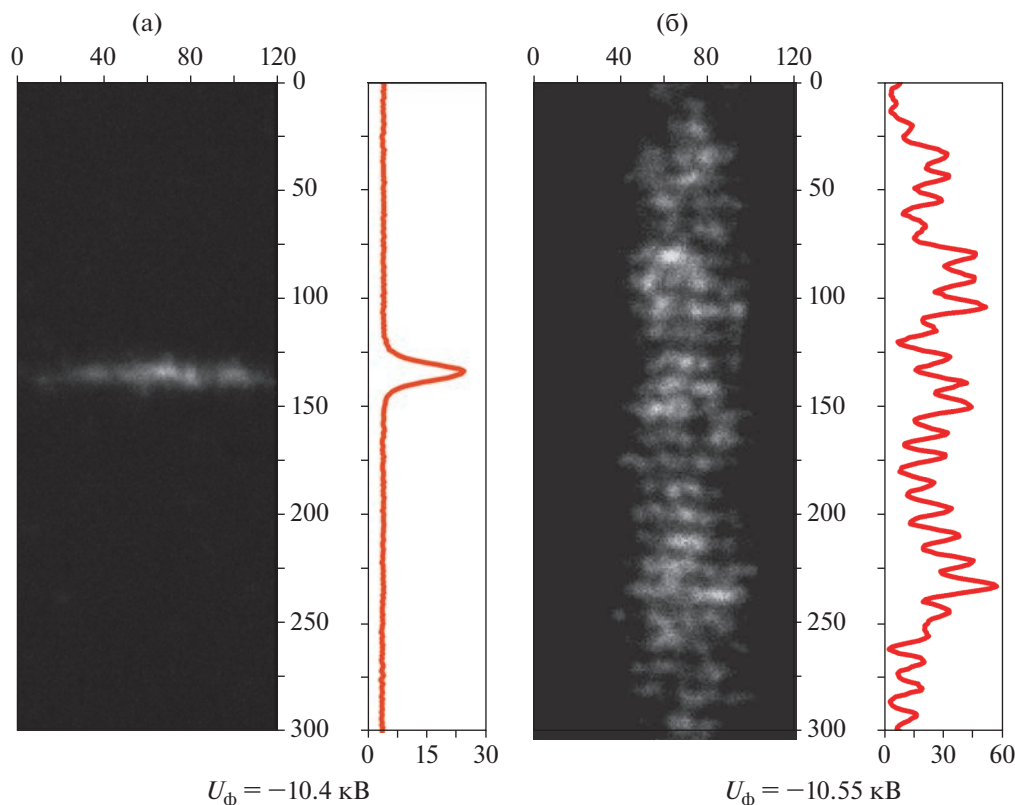


Рис. 2. Изображения входной щели размером 10 мкм (а) и штриховой миры с периодом 15 пар линий/мм (б); справа от изображений — их микрофотограммы на скорости развертки $1.56 \cdot 10^{10}$ см/с (160 пс/25-мм экран). Значения по осям даны в пикселях. Масштаб 8 мкм/пиксель.

шем напряжении оказалось в пределах 0.8–1.0 пс (масштаб на экране — 6.4 пс/мм). Следует отметить, что для полноты эксперимента по нахождению ВАФ было бы желательно, по аналогии с ПАФ, провести ее косвенные измерения с помощью синусоидально-модулированного лазерного излучения (временной миры). Однако, как показано в работе [14], в пикосекундном диапазоне нет существенных различий в результатах измерений ВАФ одиночным импульсом и синусоидально-модулированным излучением.

Различие в величине фокусирующего напряжения, необходимого для оптимальной фокусировки по пространственной и временной осям, объясняется нарушением электростатической сферической симметрии при работе в режиме разверток.

На рис. 3 представлен расчет траекторий электронов, проведенный на основании экспериментальных данных.

Изгиб траекторий электронов при прохождении пучка вдоль пластин осуществляется за счет изменения направления действия переменного электрического поля. В режиме парафазной развертки, реализованном в данной ЭОК, в первой половине области пластин силы поля действуют

вниз, во второй половине поле меняет направление и отклоняет пучок вверх. Сложный характер поверхностей острой фокусировки объясняется тем, что траектории, проходящие вблизи концов отклоняющих пластин при больших скоростях развертки, получают дополнительные искажения за счет краевых эффектов электрического поля.

Кроме того, в такой системе отклонения отсутствует согласование скорости распространения электромагнитной волны со скоростью движения электронного пучка вдоль пластин. При больших скоростях развертки скорость распространения электромагнитной волны в 3–6 раз выше скорости пучка. Из-за этого эффекта (так называемого пролетного эффекта) также происходит расфокусировка электронного пучка. Снизить возможность расфокусировки можно в отклоняющих системах другого типа, например, в отклоняюще-замедляющей системе типа бегущей волны [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что для достижения предельного временного разрешения пикосекундных ЭОК необходимо иметь возможность в достаточно широких пределах изменять

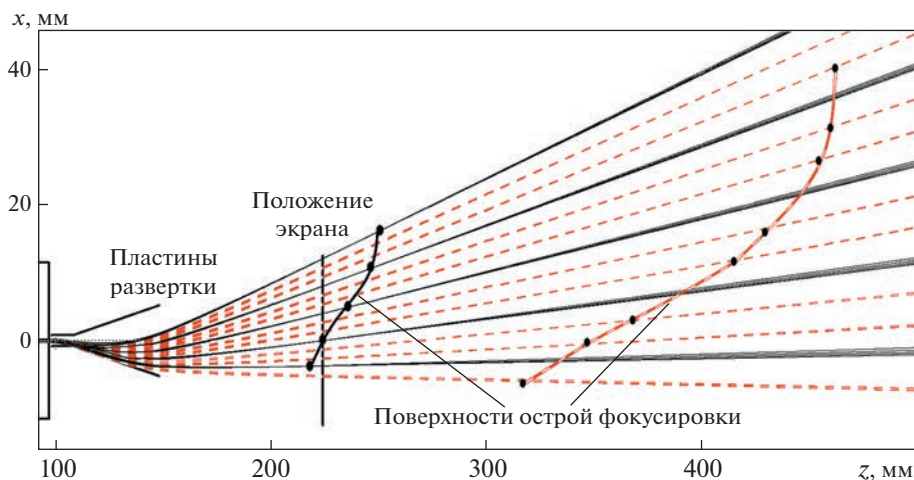


Рис. 3. Траектории электронов и поверхности острой фокусировки для скорости развертки $1.56 \cdot 10^{10}$ см/с (160 пс/25-мм экран) в режиме без подфокусировки (красные штриховые линии, $U_{\text{ф}} = -10.6$ кВ) и в режиме с подфокусировкой (серые сплошные линии, $U_{\text{ф}} = -11.1$ кВ). Временной интервал между импульсами (траекториями) 10 пс. Схематически показана часть ЭОП, расстояние между началом пластин и экраном ~ 120 мм, длина отклоняющих пластин — 50 мм.

величину напряжения на фокусирующем электроде ЭОП. Проведенный расчет показал, что при скоростях развертки порядка скорости света для отклоняющих пластин конденсаторного типа запас подфокусирующего напряжения примерно равен 1.5 кВ. Это нужно иметь в виду при разработке таких камер, с тем чтобы обеспечить доступный и надежный способ регулировки фокусирующего напряжения, оптимального для данной скорости развертки. Кроме того, различие оптимальных напряжений фокусировки по пространству и времени при работе на больших скоростях разверток должно быть учтено при регистрации двумерных изображений, с тем чтобы правильно расставить приоритеты в выборе необходимой информации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую благодарность К.А. Алабину и А.В. Смирнову за обсуждения и оказание помощи при подготовке статьи к печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hamamatsu News. 2017. V. 02. P. 32.
2. Прохоров А.М., Воробьев Н.С., Лозовой В.И., Смирнов А.В., Шелев М.Я. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 4. С. 283. <https://doi.org/10.1070/QE2002v032n04ABEN002183>
3. Лебедев В.Б., Машковцев А.Н., Фельдман Г.Г. // Электронно-оптическое приборостроение ВНИИОФИ за 40 лет. Сб. статей Оптико-электронные измерения. М.: Университетская книга, 2005. С. 430.
4. Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Лозовой В.И., Смирнов А.В., Шелев М.Я., Шашков Е.В. // ПТЭ. 2016. № 4. С. 72. <https://doi.org/10.7868/S0032816216030289>
5. www.bifocompany.com.
6. Kinoshita K., Kato T., Suzuki Y. // Труды 14-го Международного конгресса по высокоскоростной фотографии и фотонике. М.: Изд-во АПН, 1980. С. 228.
7. Niu H., Sibbett W., Baggs M.R. // Rev. Sci. Instrum. 1982. V. 53. Iss. 5. P. 563.
8. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. № 4. С. 634. <https://doi.org/10.7868/S0044451013040034>
9. Понарина М.В., Охримчук А.Г., Рыбин М.Г., Смаев М.П., Образцова Е.Д., Смирнов А.В., Жлуктова И.В., Камынин В.А., Долматов Т.В., Букин В.В., Образцов П.А. // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. № 4. С. 365. <https://doi.org/10.1070/QEL16983>
10. Гаранин С.Г., Бельков С.А., Рогожников Г.С., Рукавишников Н.Н., Романов В.В., Воронич И.Н., Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Лозовой В.И., Шелев М.Я. // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 8. С. 798. <https://doi.org/10.1070/QE2014v044n08ABEN015501>
11. Greenfield D.E., Monastyrskiy M.A., Tarasov V.A. // CPO-7 International Conference. UK, Cambridge, 2006. P. 23.
12. Воробьев Н.С. Дис. ...канд. физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 1980. С. 20.
13. Шульман М.Я. Измерение передаточных характеристик оптических систем. Л.: Машиностроение, 1980. С. 64.
14. Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Комельков А.С., Лозовой В.И., Смирнов А.В., Шашков Е.В. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 11. С. 1067. <https://doi.org/10.1070/QEL16800>
15. Зюзин Л.Н., Прянишников И.Г., Шувалов В.М. Патент RU 2228562 С2 МПК H01J31/50, 31/60 // Оpubл. 10.05.2004. Бюл. № 13.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 621.039.7

**ФОТОАКТИВАЦИОННЫЙ ПОДХОД К ОПРЕДЕЛЕНИЮ
ДОЛГОЖИВУЩИХ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ В КОНСТРУКЦИОННЫХ
МАТЕРИАЛАХ АЭС**

© 2023 г. М. В. Желтоножская^{а,*}, А. П. Черняев^а,
Д. А. Юсюк^а, Ю. О. Балаба^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет
Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

*e-mail: nzhelton@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.07.2022 г.

После доработки 26.08.2022 г.

Принята к публикации 27.09.2022 г.

Разработан фотоактивационный метод определения активности долгоживущих изотопов никеля по активности ^{60}Co в металлических конструкционных материалах активной зоны реакторов. Погрешность представленного метода составляет 5–10%, чувствительность 0.5 Бк/г при использовании полупроводниковых γ -спектрометров с детекторами из сверхчистого германия. Предлагаемый подход позволяет значительно упростить идентификацию, контроль и паспортизацию металлических конструкционных материалов на стадии снятия реактора с эксплуатации, а также существенно снизить стоимость этих работ по сравнению с радиохимическими методами.

DOI: 10.31857/S0032816223010317, EDN: PXENOW

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время около 200 промышленных и более 500 исследовательских реакторов оставлены и выведены или выводятся из эксплуатации. Самые первые атомные станции были рассчитаны на срок службы ~30 лет, однако после реконструкции срок эксплуатации некоторых из них продлевался еще на 5–10 лет. Проектный срок службы современных реакторных установок составляет от 40 до 60 лет.

Вывод из эксплуатации энергоблоков АЭС после выработки является важным и необходимым этапом их жизненного цикла [1–3] и предусматривает проведение комплекса мероприятий, как-то: удаление ядерного топлива, после чего исключается использование блока в качестве энергоисточника, а также немедленный демонтаж либо отсроченный демонтаж конструкций установки. В процессе эксплуатации реактора под воздействием облучения нейтронами активируются конструкционные материалы, теплоизоляция шахты, внутренние слои бетона. Кроме того, возможно осаждение радиоактивных продуктов коррозии и продуктов деления на поверхности оборудования технологических контуров и ограждающих строительных конструкций помещений, в которых размещено технологическое оборудование. Общее количество отходов различных материалов при выводе из эксплуатации любого реак-

тора может достигать сотен кубических метров. Нарботанные радионуклиды продолжают распадаться и после выключения установки и имеют широкий диапазон периодов полураспада.

Немедленный демонтаж позволяет вывести объект из-под регулирующего контроля в достаточно сжатые сроки после выгрузки ядерного топлива [4]. Окончательный демонтаж и дезактивация проводятся в срок от нескольких месяцев до 5 лет, в зависимости от объекта. Существенным преимуществом этого подхода является наличие на площадке персонала, знакомого со всеми аспектами эксплуатации реактора. Через десять лет после окончательной остановки промплощадка становится доступной для повторного использования.

Вариант безопасного хранения или отсроченного демонтажа откладывает окончательную разборку конструкций реактора на более длительный период, обычно порядка 40–60 лет. Установку переводят в режим безопасного хранения до тех пор, пока после распада остаточной радиоактивности не будут проведены окончательные работы по демонтажу и дезактивации. Фактически этот вариант предусматривает меньший риск воздействия как на персонал, осуществляющий вывод из эксплуатации, так и на население.

При реализации любой из двух стратегий рано или поздно оборудование, конструкции, системы и элементы, содержащие радиоактивные матери-

алы, должны быть вывезены и/или дезактивированы до уровня радиоактивного фона, при котором установка может быть освобождена от регулирующего контроля. К особенностям радиоактивных отходов (РАО), образующихся при штатной эксплуатации реакторов, относятся: новая массовая и изотопная структура, возникшая за счет активации конструкционных и строительных материалов; наличие радионуклидов с очень длительными периодами полураспадов; присутствие большого количества бета- и рентгеновских излучателей. Тем не менее после соответствующей переработки значительную часть облученных конструкционных материалов возможно повторно использовать. Однако, учитывая огромный массив конструкций реактора, только радиохимическими методами весьма затруднительно провести тщательную характеризацию и инвентаризацию накопленных в них радионуклидов.

Никель широко используется в жаропрочных нержавеющей сталях и сплавах конструкционных материалов реакторных установок АЭС [5–8], и его содержание в них составляет в среднем ~8–10% от общей массы, но может достигать и 45–72% (например, при использовании никелевых сплавов инконель и хастеллой, обладающих высокой прочностью и хорошей коррозионной стойкостью при повышенных температурах) [9]. На фоне общей массы конструкционных материалов энергоблока масса никеля может составлять десятки тонн. Природный никель состоит из пяти изотопов: ^{58}Ni (68.3%), ^{60}Ni (26.1%), ^{61}Ni (1.1%), ^{62}Ni (3.6%), ^{64}Ni (0.9%). При штатной эксплуатации реактора в стальных конструкционных материалах из природного никеля нарабатываются долгоживущие радиоизотопы ^{59}Ni ($T_{1/2} = 7.6 \cdot 10^4$ лет) и ^{63}Ni ($T_{1/2} = 10^2$ лет). ^{63}Ni является чистым β -излучателем, в то время как ^{59}Ni распадается путем электронного захвата с испусканием характеристического рентгеновского излучения очень низкой энергии, что делает определение их активности в конструкционных материалах АЭС современными методами неразрушающего анализа весьма затруднительным, а радиохимическими – ввиду огромной массы конструкционных материалов и РАО АЭС – крайне дорогостоящим и длительным по времени.

Мы предлагаем определять активность нарабатанных радиоизотопов никеля в конструкционных материалах АЭС по активности кобальта ^{60}Co с периодом полураспада 5.27 лет. Природный кобальт состоит из ^{59}Co и неразрывно связан с никелем, так как является примесью никелевых руд. Для сталей, используемых в конструкционных материалах АЭС, примесь кобальта не должна превышать 0.5% [9]. Однако ввиду очень большого сечения захвата тепловых нейтронов из ^{59}Co в (n, γ) -реакции нарабатывается ^{60}Co , активность

которого легко идентифицируется по γ -линиям 1173 и 1333 кэВ во всех облученных конструкционных материалах [10].

Серии расчетов, проведенных для реакторов различных типов [11, 12], показали, что большая часть накопленных продуктов активации находится в кожухе активной зоны и лишь несколько радиоизотопов преобладают над общим уровнем активности. Было установлено, что ^{60}Co доминирует в общей активности от 5 до ~20 лет после остановки реактора, а в дозе γ -излучения он будет преобладать на протяжении до ~100 лет. Изотопы никеля будут преобладать в общей активности примерно через 20 лет. Аналогичная картина получена и для стенок корпусов реакторов, но с меньшими значениями активностей радиоизотопов кобальта и никеля.

Таким образом, на стадии снятия реактора с эксплуатации, зная активность ^{60}Co , можно оценить активность долгоживущих изотопов никеля, нарабатанную в (n, γ) -реакциях в стальных конструкционных материалах за время работы реактора.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Для расчета наработки определенной активности в конструкционных материалах АЭС, как правило, используется выражение:

$$A = N_A \sigma \Phi (1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda t_n}, \quad (1)$$

где A – активность образовавшегося в результате облучения потоком нейтронов радионуклида; N_A – число исходных атомов в конструкционных материалах АЭС; σ – сечение активации тепловыми нейтронами; Φ – усредненная плотность потока тепловых нейтронов, облучающего конструкционные материалы; λ – постоянная распада образовавшегося радионуклида; $t_{\text{обл}}$ – интегральная продолжительность облучения; t_n – время паузы в перерывах между облучениями.

В качестве $t_{\text{обл}}$ используются значения продолжительности работы в эффективных сутках, определенных по известным значениям энерговыработки, измеряемой в мегаваттах-сутки. Для времени t_n применяется усредненное за год значение суммарных простоев реактора, согласно графику нагрузки блока. Плотность потока нейтронов в основных узлах облучения обычно измеряется, однако, очевидно, из-за перерасеяния нейтронов возможны различные вариации потоков. Отдельной проблемой является корректная оценка сечения нейтронов. В тепловых реакторах “работают” нейтроны с энергией ~2 эВ, что больше, чем энергия “стандартизированных” тепловых нейтронов (0.025 эВ), для которых промеряны сечения (n, γ) -реакций. Все это приводит к тому, что теоретические расчеты наработанной

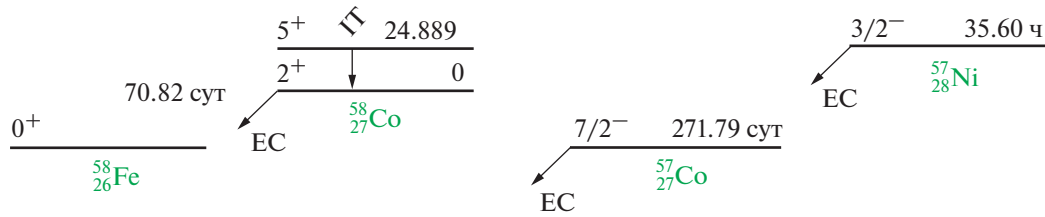


Рис. 1. Схемы распада ^{58}Co и ^{57}Ni .

активности, проведенные по формуле (1), расходятся с реально измеренными значениями на 1–2 порядка.

Для расчета активности долгоживущих изотопов никеля относительно активности ^{60}Co мы предлагаем использовать отношение активностей ^{59}Ni и ^{60}Co , которые нарабатываются при работе реактора в (n, γ) -реакции на тепловых нейтронах. Таким образом, из формулы (1) получаем:

$$\frac{A_{^{59}\text{Ni}}}{A_{^{60}\text{Co}}} = \frac{\Phi N_{^{58}\text{Ni}} \sigma_{^{58}\text{Ni}} (1 - e^{-\lambda_{^{59}\text{Ni}} t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_{^{59}\text{Ni}} t_{\text{п}}}}{\Phi N_{^{59}\text{Co}} \sigma_{^{59}\text{Co}} (1 - e^{-\lambda_{^{59}\text{Co}} t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_{^{59}\text{Co}} t_{\text{п}}}}, \quad (2)$$

где $N_{^{58}\text{Ni}}, N_{^{59}\text{Co}}$ – количество исходных атомов ^{58}Ni и ^{59}Co в конструкционных материалах из нержавеющей стали; $\sigma_{^{58}\text{Ni}}, \sigma_{^{59}\text{Co}}$ – сечения активации ^{58}Ni и ^{59}Co тепловыми нейтронами; $\lambda_{^{58}\text{Ni}}, \lambda_{^{59}\text{Co}}$ – постоянные распада ^{59}Ni и ^{60}Co .

При относительных расчетах активности потоки нейтронов сокращаются. Временной множитель с учетом небольшого периода полураспада ^{60}Co и очень большого периода полураспада ^{59}Ni может быть упрощен. Так как в среднем реактор работает около 30 лет, через ~ 10 лет работы любого реактора (что соответствует удвоенному периоду полураспада ^{60}Co) активация кобальта выйдет на насыщение. Это означает, что количество распадающихся ядер будет равно количеству ядер, появляющихся в результате ядерных реакций. С учетом этого временная экспонента будет стремиться к единице на временах ≥ 10 лет. Период полураспада ^{59}Ni очень велик по сравнению как с эксплуатационным временем работы реактора, так и с временами остановки реактора, что позволяет нам разложить в ряд Тейлора по малому параметру $t/T_{1/2}$ все члены уравнения, содержащие период полураспада ^{59}Ni . В результате мы получим линейную зависимость от времени:

$$A_{^{59}\text{Ni}} = A_{^{60}\text{Co}} X \frac{\sigma_{^{58}\text{Ni}} \lambda_{^{59}\text{Ni}} t_{\text{обл}}}{\sigma_{^{59}\text{Co}} e^{-\lambda_{^{60}\text{Co}} t_{\text{п}}}}, \quad (3)$$

где $X = N_{^{58}\text{Ni}}/N_{^{59}\text{Co}}$ – неизвестное первоначальное отношение ядер ^{58}Ni и ^{59}Co в конструкцион-

ных материалах до облучения в реакторной установке.

Оценку этого отношения мы предлагаем проводить с помощью γ -активационного анализа. При таком подходе нам не нужно отдельно оценивать первоначальное количество ядер ^{58}Ni и ^{59}Co , что значительно сокращает время анализа.

Мы предлагаем облучать образцы стальных конструкционных материалов, активированных при штатной эксплуатации реактора, на ускорителе электронов и использовать реакции $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ и $^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{58}\text{Co}$ для расчета неизвестного первоначального отношения ядер ^{58}Ni и ^{59}Co . Эти реакции приводят к наработке ^{57}Ni ($T_{1/2} = 35.6$ ч) и ^{58}Co ($T_{1/2} = 70.8$ сут), которые можно легко определять по γ -лучам с энергиями 1377 кэВ ^{57}Ni и 811 кэВ ^{58}Co (рис. 1). Важно отметить, что γ -переходы, характеризующие распад этих радионуклидов, находятся в области 800–1500 кэВ. В этой области энергий с использованием полупроводниковых спектрометров γ -кванты измеряются с высокой точностью, погрешность составляет менее 2%.

После облучения образцов на ускорителе электронов по аналогии с (1) можно оценить соотношение наработанных в образцах активностей как:

$$\begin{aligned} \frac{A_{^{57}\text{Ni}}}{A_{^{58}\text{Co}}} &= \frac{\Phi_{\gamma} Y_{^{58}\text{Ni}} N_{^{58}\text{Ni}} (1 - e^{-\lambda_{^{57}\text{Ni}} t_{\text{обл}}^{\gamma}}) e^{-\lambda_{^{57}\text{Ni}} t_{\text{п}}^{\gamma}}}{\Phi_{\gamma} Y_{^{59}\text{Co}} N_{^{59}\text{Co}} (1 - e^{-\lambda_{^{58}\text{Co}} t_{\text{обл}}^{\gamma}}) e^{-\lambda_{^{58}\text{Co}} t_{\text{п}}^{\gamma}}} = \\ &= X \frac{Y_{^{58}\text{Ni}} (1 - e^{-\lambda_{^{57}\text{Ni}} t_{\text{обл}}^{\gamma}}) e^{-\lambda_{^{57}\text{Ni}} t_{\text{п}}^{\gamma}}}{Y_{^{59}\text{Co}} (1 - e^{-\lambda_{^{58}\text{Co}} t_{\text{обл}}^{\gamma}}) e^{-\lambda_{^{58}\text{Co}} t_{\text{п}}^{\gamma}}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где Φ_{γ} – интегральный поток тормозных γ -квантов; $N_{^{58}\text{Ni}}, N_{^{59}\text{Co}}$ – количество исходных атомов ^{58}Ni и ^{59}Co в конструкционных материалах до активации на ускорителе; $X = N_{^{58}\text{Ni}}/N_{^{59}\text{Co}}$ – неизвестное первоначальное отношение ядер ^{58}Ni и ^{59}Co в конструкционных материалах до облучения в реакторной установке; $Y_{^{58}\text{Ni}}, Y_{^{59}\text{Co}}$ – средне-взвешенные выходы (γ, n) -реакций на ^{58}Ni и ^{59}Co ;

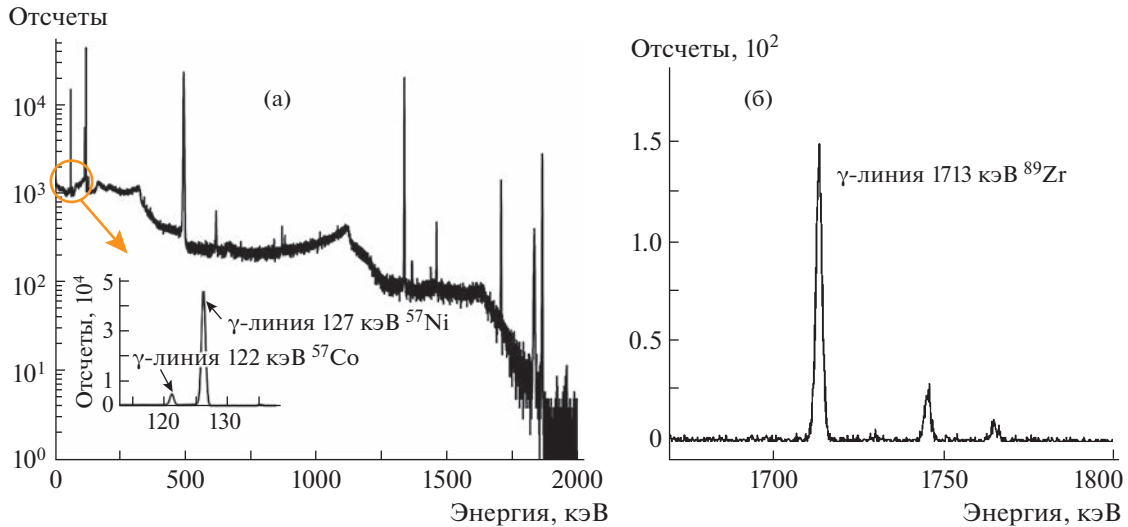


Рис. 2. Фрагмент спектра облученной мишени естественного никеля (а) и естественного циркония (б).

$\lambda_{58\text{Ni}}, \lambda_{59\text{Co}}$ – постоянные распада ^{57}Ni и ^{58}Co ; $t_{\text{обл}}^y$ и $t_{\text{п}}^y$ – время работы ускорителя и время между выключением ускорителя и измерениями на γ -спектрометре соответственно.

Для получения средневзвешенных выходов (γ, n)- и (γ, p)-реакций на ^{58}Ni и (γ, n)-реакций на ^{59}Co мы провели облучение мишеней из никеля и кобальта естественного изотопного состава. Наши исследования проводились методом наведенной активности на тормозных γ -квантах для пучков электронов 20 МэВ. Продолжительность облучения образцов составила 30 мин. В эксперименте облучались объемные мишени из металлического никеля и циркония (рис. 2). Размеры объемных мишеней составляли $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$. Наведенную активность измеряли γ -спектрометрами на основе HPGe-детекторов с эффективностью регистрации 15–40% по сравнению с NaI(Tl)-детектором размерами 3×3 " и энергетическим разрешением 1.8–2 кэВ на γ -линиях ^{60}Co . Обработка γ -спектров проводилась с помощью программы Winspectrum [13]. Эффективность регистрации γ -квантов распада определялась с помощью объемного смешанного калибровочного источника.

Для определения средневзвешенных выходов реакций ($\langle Y \rangle$) нужно знать потоки тормозных γ -квантов на мишенях. Для расчета потока тормозных γ -квантов мы обычно используем хорошо изученную ядерную реакцию на тантале [14], однако в этот раз использовалась реакция $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$.

Для оценки потока определялись интенсивность γ -линии 1713 кэВ, сопровождающей распад ^{89}Zr , и средневзвешенный выход реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$.

Выбор циркония в качестве монитора для расчета средневзвешенного выхода (γ, p)-реакции на никеле был связан с тем, что пороги (γ, n)-реакции на цирконии и (γ, n)-реакции на никеле совпадают (12.2 МэВ и 12 МэВ), а γ -переходы, сопутствующие распаду ^{89}Zr и ^{57}Ni , находятся в одной энергетической области (1713 кэВ для циркония и 1757 кэВ для никеля, см. рис. 2). Такая близость по энергии γ -переходов при исследуемой реакции и мониторинговой минимизирует наши ошибки.

Средневзвешенный выход $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ -реакции определялся в результате свертки табличных значений сечений этой реакции для монохроматических γ -квантов с шагом 0.5 МэВ с относительно небольшими величинами смоделированного в Geant4 [15] спектра тормозных γ -квантов:

$$Y_{\text{Zr}}^{\text{cp}} = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i \Phi_i}{\sum_{i=1}^N \Phi_i}. \quad (5)$$

Табличные значения сечений реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ для монохроматических γ -квантов были взяты из работы [16]. Из спектра тормозных γ -квантов (рис. 3) были взяты относительные величины смоделированного потока тормозных γ -квантов, приведенные к пороговым величинам реакции на мониторе.

После этого рассчитывались потоки тормозных γ -квантов по формуле, [18]:

$$\Phi_{\gamma}[\gamma/(\text{см}^2 \cdot \text{с})] = \frac{S \lambda A}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda t_{\text{p}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{m}}}) \xi k \alpha Y_{\text{Zr}}^{\text{cp}} N_A m p}, \quad (6)$$

где S – площади фотопиков, которые сопровождают распад ^{89}Zr ; α – квантовые выходы γ -квантов при распаде ^{89}Zr ; ξ – эффективность регистрации γ -квантов; $t_{\text{обл}}$, $t_{\text{охл}}$, $t_{\text{изм}}$, с – время облучения, охлаждения и измерения соответственно; k – коэффициент самопоглощения γ -квантов распада; p – абсолютное содержание ^{90}Zr в естественной смеси (51/5%); $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ – число

Авогадро; $Y_{\text{Zr}}^{\text{cp}}$ – средневзвешенный выход реакции $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$, рассчитанный согласно (1); m , г/см² – масса мишени, нормированная на единицу площади; $A = 90$ а.о.м. – массовое число атомов циркония; λ , с⁻¹ – постоянная распада. Величины λ , k , α , A , p берутся из [19], S – из экспериментальных γ -спектров, а ξ – из калибровочных кривых, дополнительно проверенных с помощью моделирования в Geant4.

Далее по формуле (2), используя эти потоки и поправки на разницу энергетических порогов, рассчитывались средневзвешенные выходы изученных реакций на никеле и кобальте. Полученные результаты приведены в табл. 1.

Статистическая погрешность для расчетов реакции $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$, $^{62}\text{Ni}(\gamma, p)^{61}\text{Co}$ ввиду использования в качестве монитора циркония составила менее 5%. В то же время моделирование спектра тормозных γ -квантов – достаточно сложная задача, так как при облучении использовались разные по размерам и массам сборки. Наша оценка погрешности за счет формы тормозного γ -спектра составила около 5%. Для оценки систематической погрешности измерения проводились на разных спектрометрах, в табл. 1 указана общая погрешность.

Отдельно мы уделили внимание корректной оценке сечения нейтронов, используемого в формуле (1). Как известно, в энергетическом спектре нейтронов теплового реактора выделяют три составляющие: быстрые нейтроны или нейтроны деления, промежуточные или замедляющиеся нейтроны и собственно тепловые нейтроны, которые находятся в термодинамическом равновесии с окружающей средой.

Распределение быстрых нейтронов описывается спектром Уатта [23]:

$$N(E) = C e^{-E} \frac{e^{\sqrt{2E}} - e^{-\sqrt{2E}}}{2}, \quad (7)$$

где $N(E)$ – число нейтронов с энергией E ; постоянная C характеризует тип делящегося материала (для ^{235}U $C = 0.48$). Для быстрых нейтронов тепловых реакторов средняя энергия составляет ~2 МэВ.

При взаимодействии с окружающей средой быстрые нейтроны замедляются до энергий промежуточных (резонансных) нейтронов. Эта часть спектра описывается спектром Ферми [23]:

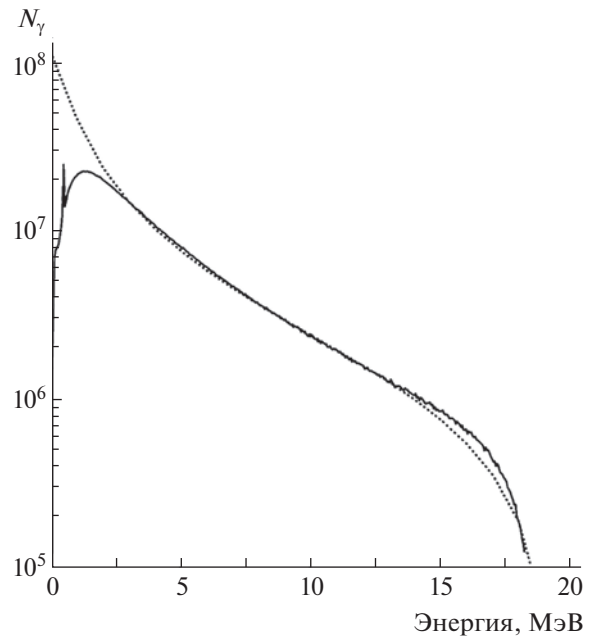


Рис. 3. Спектр, смоделированный с использованием программного кода Geant 4 (пунктирная линия) и из работы [17] (сплошная линия).

$$\Phi(E) \sim \frac{1}{E}. \quad (8)$$

При этом в связи с перерасеянием нейтронов спектр промежуточных нейтронов осложнен ярко выраженной резонансной структурой, особенно в области энергий ближе к тепловой, что хорошо видно, например, на нормированном спектре потока нейтронов реактора РБМК-1500 из работы [24].

Энергетическое распределение собственно тепловых нейтронов описывается спектром Максвелла [23]:

$$\Phi(E) \sim e^{-E} \sqrt{E}. \quad (9)$$

Наиболее вероятная энергия тепловых нейтронов описывается как

$$E \approx kT, \quad (10)$$

где k – постоянная Больцмана, а T – температура окружающей среды.

Таблица 1. Средневзвешенные выходы исследованных фотоядерных реакций

Реакция	$\langle Y \rangle_{\text{эксп}}$, мб	$\langle Y \rangle_{\text{лит}}$, мб
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	11.2 ± 0.6	10.8 ± 1.0 [20]
$^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$	12.7 ± 0.6	5.3 ± 0.6 [21]
$^{59}\text{Co}(\gamma, n)^{60}\text{Co}$	21.5(12)	21.3 [22]

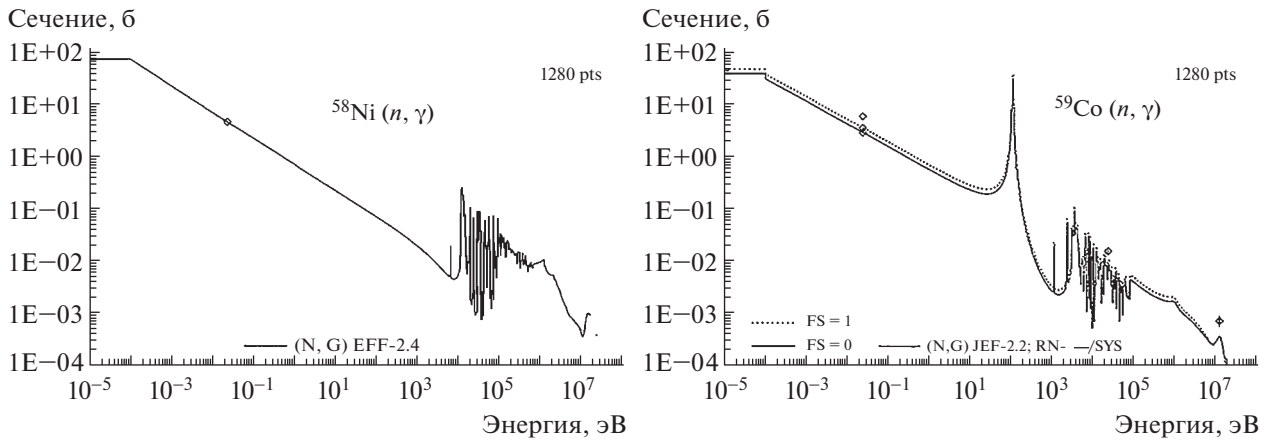


Рис. 4. Сечения (n, γ) -реакций для ^{58}Ni и ^{59}Co [25].

Однако в результате интенсивного поглощения и утечки тепловых нейтронов в реакторе полное тепловое равновесие этих нейтронов со средой не устанавливается, и реальный спектр реакторных тепловых нейтронов сдвинут относительно спектра стандартизованных тепловых нейтронов в сторону более высоких энергий на ~ 2 эВ, а сечение эпитепловых нейтронов описывается выражением:

$$\sigma_{\text{эпит}} = \frac{\sigma_{\text{T}}}{V}, \quad (11)$$

где σ_{T} — сечение стандартизованных тепловых нейтронов с энергией 0.025 эВ, V — скорость нейтронов.

Так как табличные значения сечений (n, γ) -реакций получены для стандартизованных тепловых нейтронов, а реальный спектр реакторных тепловых нейтронов сдвинут относительно спектра стандартизованных тепловых нейтронов в сторону более высоких энергий на ~ 2 эВ, мы оценили поправку из данных о сечении захвата для естественного никеля и кобальта и спектров тепловых реакторов. На рис. 4 приведены сечения захвата для естественного никеля и кобальта. Как видно, из-за сильного резонанса функция возбуждения кобальта отличается от функции возбуждения никеля. Но в итоговых расчетах эти отличия дают небольшой поправочный коэффициент, который может изменить конечный результат не более чем на 5%. Кроме того, учет вклада времени $t_{\text{п}}$ для ^{60}Co в формуле (1) фактически нивелирует и эту поправку.

Таким образом, получив средневзвешенные выходы (γ, n) - и (γ, p) -реакций, можно рассчитать неизвестное первоначальное отношение ядер ^{58}Ni и ^{59}Co в конструкционных материалах до облучения в реакторной установке и из формулы (3) получить активность ^{59}Ni из активности ^{60}Co в активированных стальных конструкционных матери-

алах реактора. То есть для определения соотношения ^{58}Ni и ^{59}Co в образцах металлических конструкционных материалов, облученных на ускорителе электронов, необходимо измерить активность ^{57}Co ($T_{1/2} = 272$ дня), который мог быть наработан либо в (γ, p) -реакции на изотопе ^{58}Ni , либо в (γ, n) -реакции на изотопе ^{58}Co ($T_{1/2} = 71$ день), наработанном в свою очередь в (γ, n) -реакции на изотопе ^{59}Co . Затем по формуле (3), с учетом соотношения изотопов никеля в естественной изотопной смеси, мы можем легко рассчитать активность ^{59}Ni и ^{63}Ni относительно активности ^{60}Co ($T_{1/2} = 5.27$ лет), наработанного в (n, γ) -реакции за время эксплуатации реактора.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Апробация предлагаемого метода проводилась на образцах массой 50 мг, отобранных в местах повышенного нейтронного фона (жалюзи системы вентиляции) и из корпуса реактора РБМК-1000. Облучение образцов проводилось на ускорителе электронов с граничной энергией тормозных γ -квантов 40 МэВ (ОИЯИ, Дубна). Спектр одного из облученных образцов приведен на рис. 5. Соотношение никеля и кобальта в образцах определяли по γ -линиям 136 кэВ ^{57}Co ($T_{1/2} = 272$ дня) и 811 кэВ ^{58}Co ($T_{1/2} = 71$ день).

Используя приведенные выше рассуждения и данные была рассчитана активность ^{63}Ni по сравнению с активностью ^{60}Co . В табл. 2 приведены полученные результаты для облученных образцов конструкционных материалов.

Для валидации полученных данных о первоначальном отношении ядер ^{58}Ni и ^{59}Co в исследуемых фрагментах облученных конструкционных материалов реактора РБМК нами проведены ис-

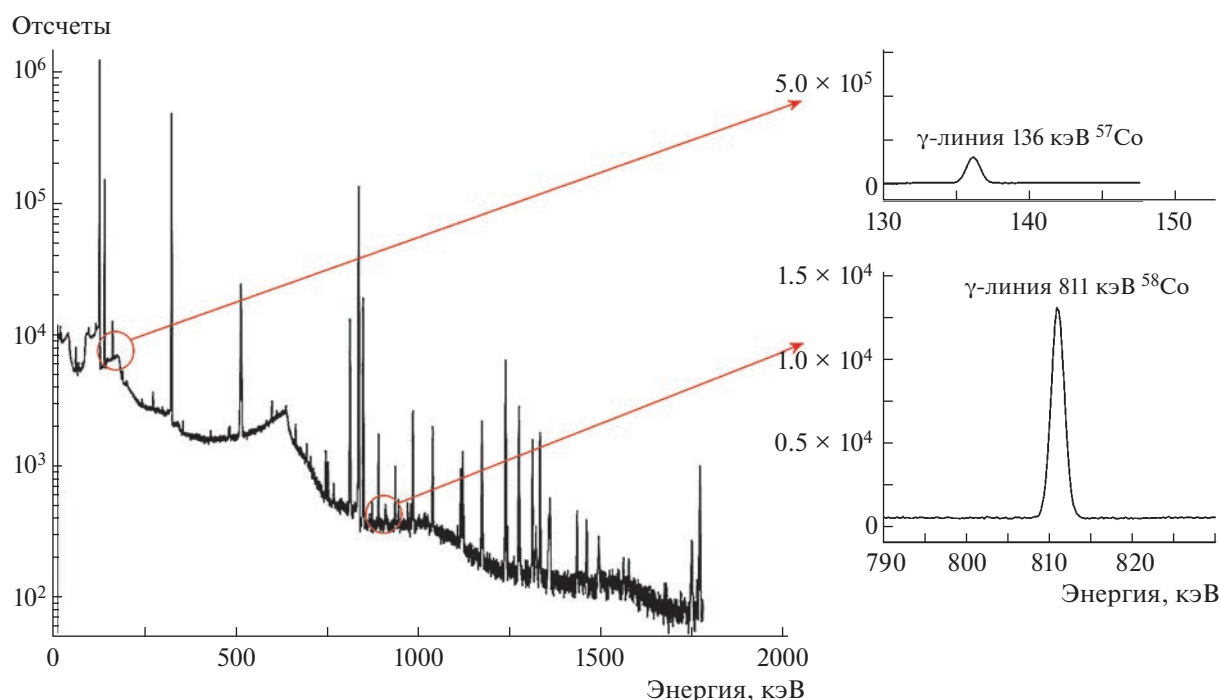


Рис. 5. Гамма-спектр облученного образца жалюзи системы вентиляции реактора РБМК-1000.

следования элементного состава образцов методом растровой электронной микроскопии с рентгеноспектральным микроанализом на электронном микроскопе JEOL JSM-IT500 с энергодисперсионным спектрометром Oxford X-MaxN (рис. 6). В результате было получено соотношение $Co/Ni = 0.029(2)$. Как видно, эта величина находится в хорошем согласии с нашими результатами (см. табл. 2).

Для контроля полученных результатов об активности долгоживущих радиоизотопов никеля были проведены радиохимические исследования содержания ^{59}Ni и ^{63}Ni в исследованных образцах с помощью высокомолекулярных смол (см. табл. 2). Можно отметить, что при использовании полупроводниковой γ -спектрометрии чувствительность разработанного метода гораздо лучше радиохимического метода, кроме того, наблюдается

хорошее согласие радиохимических и спектроскопических измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в данной статье фотоактивационный метод определения активности долгоживущих изотопов никеля позволяет значительно упростить их идентификацию, контроль и паспортизацию в стальных конструкционных материалах АЭС и в различных видах радиоактивных отходов.

Разработанный метод является более эффективным по сравнению с традиционными радиохимическими методами для проведения масштабных измерений облученных конструкционных материалов и огромной массы радиоактивных отходов, образующихся на АЭС.

Таблица 2. Активность долгоживущих изотопов никеля в облученных конструкционных материалах реактора РБМК-1000, полученная разработанным и радиохимическими методами

№	$A(^{57}Co)/A(^{58}Co)$	$A(^{60}Co)$, Бк/г	Co/Ni	$A(^{59}Ni)$, Бк/г		$A(^{63}Ni)$, Бк/г	
				Разработанный метод	Радиохимия	Разработанный метод	Радиохимия
1	15.9	1.81 ± 0.14	0.035	0.017 ± 0.002	<0.04	1.6 ± 0.2	<2
2	16.4	1.55 ± 0.12	0.034	0.017 ± 0.002	<0.04	1.5 ± 0.2	4.1
3	4.4	5.80 ± 0.46	0.12	0.016 ± 0.002	<0.04	1.4 ± 0.2	<2
4	18.0	42.3 ± 2.1	0.031	0.48 ± 0.05	0.71	41.3 ± 4.1	43.2

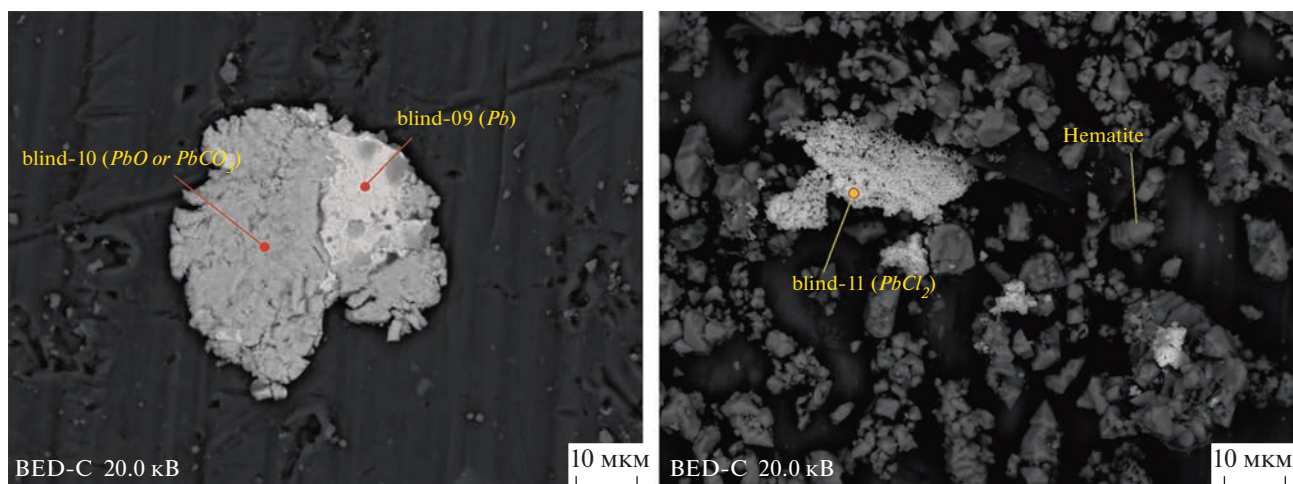


Рис. 6. Изображения фрагментов жалюзи системы вентиляции активной зоны реактора РБМК-1000, полученные на электронном микроскопе JEOL JSM-IT500.

Погрешность расчета метода составляет 5–10%, его чувствительность 0.5 Бк/г при использовании полупроводниковой γ -спектрометрии. Отметим, что предельно допустимая концентрация для β -излучателей составляет ~ 500 Бк/г, т.е. предлагаемый метод имеет большой запас чувствительности.

При использовании фотоактивационных методов допустимая масса исследуемых образцов составляет несколько миллиграмм, тогда как с использованием ускорителей электронов можно облучать мишени массой 5–10 г. Таким образом, с использованием описанного метода можно облучать одновременно до нескольких сотен образцов конструкционных материалов или радиоактивных отходов, что значительно снижает стоимость работ по сравнению с традиционными радиохимическими методами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-29-01013).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Власовой И.Э., старшему научному сотруднику кафедры радиохимии МГУ им. М.В. Ломоносова за оказанную помощь при проведении анализа элементного состава образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Общие положения безопасности атомных станций. НП-001-15. Ростехнадзор, 2015.
- IAEA Safety Standards. Safety of Nuclear Power Plants Design. Specific Safety Requirements. No SSR-2/1 (Rev.1). Vienna: IAEA, 2016.
- The Interface between Safety and Security at Nuclear Power Plants. INSAG-24. A Report by the International Nuclear Safety Group. Vienna: IAEA, 2010.
- Вывод из эксплуатации установок. Общие требования безопасности. Серия норм безопасности МАГАТЭ GSR Part 6. STI/PUB/1652: 978-92-0-404515-4. Вена: МАГАТЭ, 2015.
- Беляев Л.А., Воробьев А.В., Гаврилов П.М., Гвоздяков Д.В., Губин В.Е. Топливо и материалы ядерной техники. Уч. пособие. Томск: Изд-во ТПУ, 2010.
- Design of Instrumentation and Control Systems for Nuclear Power Plants. Specific Safety Guide. IAEA Safety Standards Series No. SSG-39. STI/PUB/1694: 978-92-0-102815-0. Vienna: IAEA, 2016.
- Construction for Nuclear Installations. Specific Safety Guide. IAEA Safety Standards Series No. SSG-38. STI/PUB/1693: 978-92-0-102715-3. Vienna: IAEA, 2015.
- Design of the Reactor Core for Nuclear Power Plants. Safety Guide. IAEA Safety Standards Series No. NS-G-1.12. STI/PUB/1221: 92-0-116004-6. Vienna: IAEA, 2005.
- Тарасиков В.П., Соловьев В.А. Влияние нейтронного облучения на физико-механические свойства сталей и сплавов отечественных ядерных реакторов. М.: Физматлит, 2020.
- Бондарьков М.Д., Максименко А.М., Вишневецкий И.Н., Желтоножский В.А., Желтоножская М.В., Садовников Л.В., Ильичев С.В., Боярищев В.В. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2009. Т. 73. № 2. С. 279. <https://doi.org/10.3103/S1062873809020312>
- Long-Lived Activation Products in Reactor Materials. NUREG/CR-3474. Pacific Northwest Laboratory. Richland. WA 99352.
- Жемжуров М.Л., Жмура Г.М., Рубин И.Е., Серебряный Г.З., Днепровская Н.М., Тетерева Н.А., Руденков И.В., Бабичев Л.Ф. // Вести Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-технических

- наук. 2021. Т. 66. № 3. С. 365.
<https://doi.org/10.29235/1561-8358-2021-66-3-365-377>
13. Желтоножская М.В., Желтоножский В.А., Мызников Д.Е., Никитин А.Н., Стрильчук Н.В., Хоменков В.П. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 10. С. 1446.
<https://doi.org/10.31857/S0367676521100276>
 14. Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G., Behner F., Bellagamba L., Boudreau J., Broglia L., Brunengo A., et al. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip. 2003. V. 506. Iss. 3. P. 250.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
 15. Zheltonozhskaya M.V., Zheltonozhsky V.A., Lykova E.N., Chernyaev A.P. and Iatsenko V.N. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2020. V. 470. P. 38.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.03.002>
 16. Brajnik D., Jamnik D., Kernel G., Korun M., Miklavžič U., Pucelj B., Stanovnik A. // Phys. Rev. 1976. С. 13. Art. 1852.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.13.1852>
 17. Brualla L., Rodriguez M., Sempau J., Andreo P. // Radiat. Oncol. 2019. V. 14. Article number 6.
<https://doi.org/10.1186/s13014-018-1186-8>
 18. Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.M. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2019. V. 456. P. 116.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.06.029>
 19. Firestone R. Table of Isotopes. 8th edition. NY.: Wiley Interscience, 1996.
 20. Utsunomiya H., Renström T., Tveten G.M., Goriely S., Katayama S., Ari-izumi T., Takenaka D., Symochko D., Kheswa B.V., Ingeberg V.W., Glodariu T., Lui Y.-W., Miyamoto S., Larsen A.C., Midtbø J.E. et al. // Phys. Rev. C 98. Art. 054619.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.054619>
 21. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М., Шевченко В.Г., Шевченко О.П. // Ядерная физика. 1970. Т. 11. № 3. С. 485.
 22. Давыдов М.Г., Хамраев Ф.Ш., Шомуродов Э.М. // Советская атомная энергия. 1987. V. 63. P. 545
 23. Стогов Ю.В. Основы нейтронной физики: Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008.
 24. Ancius D., Remeikis V., Plukis A., Plukiene R., Ridikas D., Cometto M. // Nukleonika. 2005. V. 50. Iss. 3. P. 113.
 25. Kopecky J. Atlas of Neutron Capture Cross Sections. VIENNA: IAEA, 1997.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 535.321.54:620.1.08

**ДИСТАНЦИОННЫЙ ИНДИКАТОР ТЕМПЕРАТУРЫ ТОРЦА
ОПТОВОЛОКНА ДЛЯ ЗАДАЧ ЛАЗЕРНОЙ ХИРУРГИИ**

© 2023 г. В. В. Казаков^а, *, В. А. Каменский^б

^аФедеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

^бНИИ экспериментальной онкологии и биомедицинских технологий ПИМУ
Россия, 603005, Нижний Новгород, пл. Минина и Пожарского, 10/1

*e-mail: kazak@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 01.07.2022 г.

После доработки 08.07.2022 г.

Принята к публикации 04.09.2022 г.

Для лазерного скальпеля разработан метод контроля температуры на торце его оптоволоконна с конвертером путем возбуждения в нем ультразвуковых импульсов продольных и изгибных волн и измерения времени задержки их распространения. Для возбуждения в сердцевине оптоволоконна ультразвуковых волн на частоте 1.1 МГц с помощью пьезоэлемента из ЦТС-19 использовался метод клина. В качестве материала клина использовался сплав Розе, а для его закрепления на защитной оболочке оптоволоконна – навитая на нем тонкая проволока. Измерение задержек ультразвуковых импульсов осуществлялось методом стробирования сигналов для дальностей локации, соответствующих отражению от рабочего торца оптоволоконна. При превышении установленных значений температур выработывается цифровой сигнал для звуковой сигнализации и для схемы управления лазером с целью уменьшения мощности излучения.

DOI: 10.31857/S0032816223010172, EDN: PVOTZL

ВВЕДЕНИЕ

Лазерный скальпель активно используется для резки биологических тканей в различных разделах медицины: при операциях, удалении папиллом в дерматологии, протезировании в стоматологии, дроблении почечных камней [1, 2]. Скальпель состоит из лазера с блоком управления мощностью излучения и оптоволоконна с держателем для перемещения его в биологической ткани. При поглощении оптического излучения в локальной области биологической ткани происходит увеличение ее температуры, которое обуславливает: быстрое рассечение при малой ширине разреза, сгорание и испарение, соединение за счет коагуляции, уменьшение кровотечения, подавление жизнедеятельности бактерий.

Для увеличения термического эффекта на торец оптоволоконна наносят конвертер – поглощающее свет покрытие в виде компаунда с графитом, например Dental Photonics [3, 4]. В этом случае температуру вблизи торца сердцевины оптоволоконна в воздухе удается поднять вплоть до 1200–1300°C – температуре размягчения кварцевого стекла. Однако с увеличением температуры время жизни конвертера существенно сокращается, до десятков секунд, что требует его повторного нанесения. По-

является необходимость определения и ограничения температуры в зоне торца оптоволоконна с целью как увеличения срока службы конвертера, так и непредвиденного перегрева биологической ткани.

Широкий диапазон температур, возникающих в процессе абляции, создает определенные сложности при выборе как метода измерения температуры в зоне нагрева, так и соответствия условий калибровки условиям использования лазерного скальпеля на практике. Бесконтактные пирометры не позволяют измерять температуру в глубине биологической ткани, а использование оптических методов с дополнительным оптоволоконном, позволяющим исследовать изменения спектра отраженного сигнала, технически сложно реализуемо и, кроме того, при измерениях требует одновременного учета многих факторов [5–7], в частности изменения теплообмена в зоне нагрева ткани и коэффициента поглощения света тканевыми структурами, через которые продвигают оптоволоконно.

Задачу контроля температуры можно упростить, если отказаться от измерения температуры в широком диапазоне и ограничиться созданием простого индикатора определенного, критически важного для текущих условий использования значения температуры. Назначение индикатора заключается в том, чтобы при превышении опре-

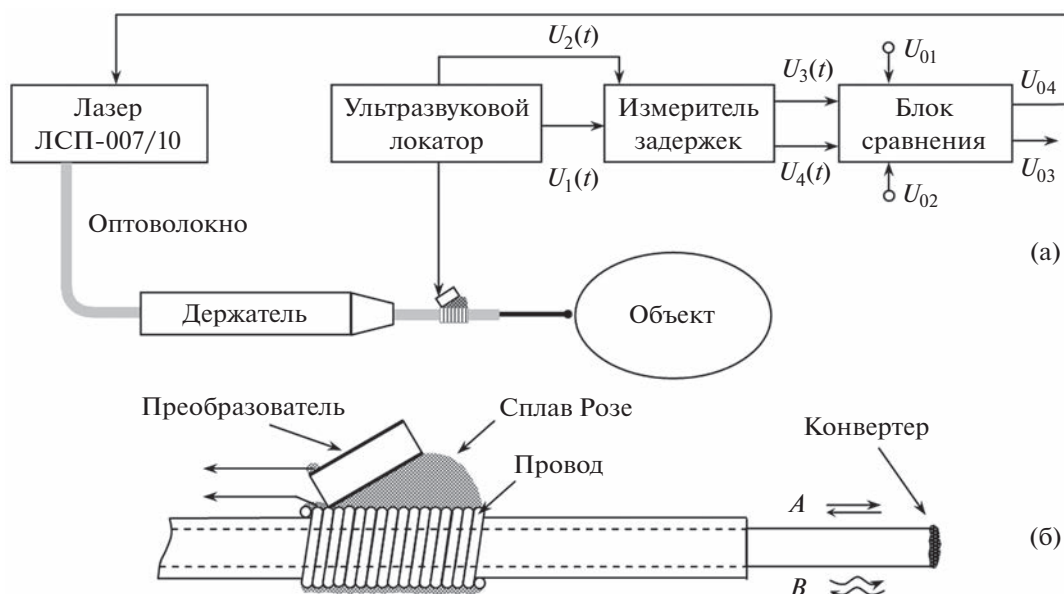


Рис. 1. Схема проведения измерений (а) и крепления пьезоэлемента к оптоволокну (б).

деленного значения температуры вблизи торца оптоволокну, величина которого устанавливается экспериментально, максимально быстро уменьшить мощность излучения лазера одним из способов: либо изменением параметров широтно-импульсной модуляции блока питания лазера, либо шунтированием тока через лазер с помощью добавочного резистора.

Для решения этой задачи предлагается использовать зависимость изменения скорости распространения ультразвуковой волны в твердом теле от его температуры [8, 9]. Известно, что скорость c продольных волн в образцах из кварцевого стекла составляет 5460–5990 м/с, она сильно зависит от присутствующих в нем примесей и имеет аномальный характер – возрастает с увеличением температуры с коэффициентом $\Delta c = 0.7\text{--}1.2$ (м/с)/°С [10, 11]. В упрощенном случае можно считать, что изменение скорости волны происходит скачкообразно на участке длиной d_0 за счет его “мгновенного” нагрева от конвертера до температуры T_0 . Тогда время задержки распространения ультразвукового импульса Δt_1 при локации на отражение и выборе следующих параметров: $c = 5960$ м/с, $\Delta c = 0.9$ (м/с)/°С, $d_0 = 2\text{--}3$ мм, $T_0 = 300\text{--}700$ °С – можно оценить как 26–92 нс, что вполне доступно для измерения.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ И КОНСТРУКЦИЯ ДАТЧИКА

Общая схема проведения измерений приведена на рис. 1а. В качестве источника непрерывного излучения света использовался лазерный аппарат

для хирургии ЛСП-007/10 “ИРЭ Полус”, использующий длину волны 0.97 мкм и имеющий максимальную мощность 30 Вт. Оптоволокну в изоляционной оболочке диаметром 1 мм вставляли в держатель, который при экспериментах удерживали рукой, обеспечивая перемещение излучающего свет торца оптоволокну в биологической ткани.

Для излучения в оптоволокну ультразвуковых волн и приема волн, отраженных от торца с нанесенным на него конвертером, к его оболочке на расстоянии 30 мм от торца крепили пьезоэлемент размером 1.5×2.5 мм и толщиной 0.8 мм под углом $20^\circ\text{--}30^\circ$ к его оси, для чего использовался оригинальный клин. Он состоял (см. рис. 1б) из основания в виде навитых витков к витку поверх оболочки 30-ти витков проволоки диаметром 0.2 мм и капли припоя из низкотемпературного сплава Розе. Сначала проволока залуживалась. При кратковременном касании паяльника происходил нагрев проволоки, ее надежное вплавление в поверхность оболочки с одновременным затеканием сплава в межвитковое пространство, в результате чего создавался сплошной акустический контакт залуженной поверхности с оптоволоком. Расплавление капли сплава между залуженной поверхностью и пьезоэлементом “мгновенно” обеспечивало крепление пьезоэлемента и его акустическую связь с оболочкой оптоволокну. Принципиально, чтобы возбуждение и прием ультразвуковых волн происходили не через кварцевый стержень, а через защитную оболочку оптоволокну. Хотя это существенно ослабляет амплитуду возбуждаемых волн, тем не менее, поз-

воляет сохранить механическую прочность оптоволокна на изгиб. Часть оптоволокна длиной 10–15 мм вблизи конвертера, используемая для непосредственного контакта с объектом, зачищалась от оболочки. С помощью ультразвукового локализатора преобразователь возбуждали на радиальной моде колебаний электрическими импульсами, имеющими четыре периода колебаний частоты 1.1 МГц, амплитуду 10 В и частоту повторения 4 Гц. При возбуждении методом клина [12] в кварцевый стержень в направлении конвертера одновременно излучались и продольная волна (А) со скоростью 5500 м/с, и поперечная (изгибная) волна (Б) со скоростью 2100 м/с.

С целью повышения чувствительности измерений в работе определялись не абсолютные значения времен t_{11} и t_{22} распространения продольных и изгибных ультразвуковых волн в оптоволокне, а их относительные изменения $t_{z1} = t_{11} - t_1$, $t_{z2} = t_{22} - t_2$, где t_1, t_2 – времена задержек переднего фронта стробирующих импульсов, устанавливаемых заранее. При этом максимальные значения t_{z1}, t_{z2} не превышают длительности периода частоты 1.1 МГц возбуждаемых колебаний. Для установления положения стробирующих импульсов использовался сигнал $U_1(t)$ задающего непрерывного генератора частоты 1.1 МГц с выхода ультразвукового локализатора, позволяющий синхронизировать работу всех цифровых узлов (делителей частоты, мультиплексоров, одновибраторов), выполненных на микросхемах серии АС74xxx. Преобразование “время–напряжение” осуществлялось с помощью двух генераторов пилообразных напряжений с временами нарастания 5 В/мкс, выполненных на транзисторах 2Т3906, 2Т3904. По фронту сигнала стробирующего импульса запускалась развертка напряжения, а по первому переднему фронту принятого сигнала она останавливалась. Вариацией времени нарастания изменялась чувствительность измерений в широких пределах. Пиковые значения напряжений $U_3(t)$ и $U_4(t)$, соответствующие задержкам t_{z1} и t_{z2} , запоминались устройствами выборки хранения на микросхемах AD783 на время, соответствующее периоду ультразвуковых посылок. Далее они поступали на два компаратора, где сравнивались с опорными напряжениями U_{01} и U_{02} , значения которых соответствовали выбранным предельным допустимым значениям температур T_1 и T_2 , устанавливаемым отдельно для каждого типа волн. При превышении температур на выходе компараторов устанавливаются значения логических единиц U_{03} и U_{04} , которые могут независимо использоваться для инициализации процесса уменьшения мощности лазера и, при необходимости, звуковой сигнализации. Значения опорных напряже-

ний определялись экспериментально по результатам бесконтактного измерения температуры с помощью пирометра DT-9860 (СЕМ, China) при нагреве торца оптоволокна в воздушной среде, когда возможно получение экстремальных значений температур.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2а приведены изменения задержек Δt_{z1} и Δt_{z2} распространения продольных и поперечных волн по отношению к значениям задержек, полученным при температуре 25°C для мощности $P = 23$ Вт и измерении в воздушной среде. Лазер включался на время $t = 7$ с, что приводило к нагреву торца оптоволокна с компаундом из графита, затем лазер выключался, и наблюдался процесс охлаждения оптоволокна. Согласно рисунку, значения сигналов в начале и конце записи совпадают, т.е. процесс многократно повторяем, что объясняется стабильностью механических характеристик кварцевой сердцевины оптоволокна. Экспериментально полученное время задержки Δt_{z1} соответствует проведенной выше оценке задержки распространения ультразвукового импульса Δt_1 для продольной волны. Из рисунка видно, что изменение задержки для продольной волны в разы меньше, чем для поперечной, и для каждой из них необходимо устанавливать свое значение порога ограничения температуры.

На рис. 2б для иллюстрации изменения сигналов $U_3(t), U_4(t)$ на выходе измерителя задержек в процессе резки приведены осциллограммы, пересчитанные в значения температур $U_3(^{\circ}\text{C}), U_4(^{\circ}\text{C})$ и нормированные, соответственно, на максимальное значение амплитуды, чтобы значения выбранных предельных температур для волн обоих типов были одинаковыми: $T_1 = T_2 = 400^{\circ}\text{C}$. В качестве модельного объекта использовались ткани куриного бедра. Мощность излучения лазера составляла 17.5 Вт. Излучение включалось через 5 с после начала записи, затем оптоволокно вдавливалось в ткань и перемещалось в нем в различных направлениях с изменением глубины в пределах 2–4 мм. Преднамеренно, для иллюстрации, через 11 с оптоволокно вынималось и начинался резкий рост температуры, вызванный нагревом мгновенно обуглившегося слоя биоткани, оставшегося на торце оптоволокна, затем лазер выключался и оптоволокно остывало. Согласно рис. 2б, задержка распространения ультразвуковых волн, отраженных от торца оптоволокна, происходит в соответствии с ожидаемым изменением температуры в зоне взаимодействия торца оптоволокна с биологической тканью.

Процессы нагрева, происходящие вблизи торца оптоволокна, достаточно сложны для анализа

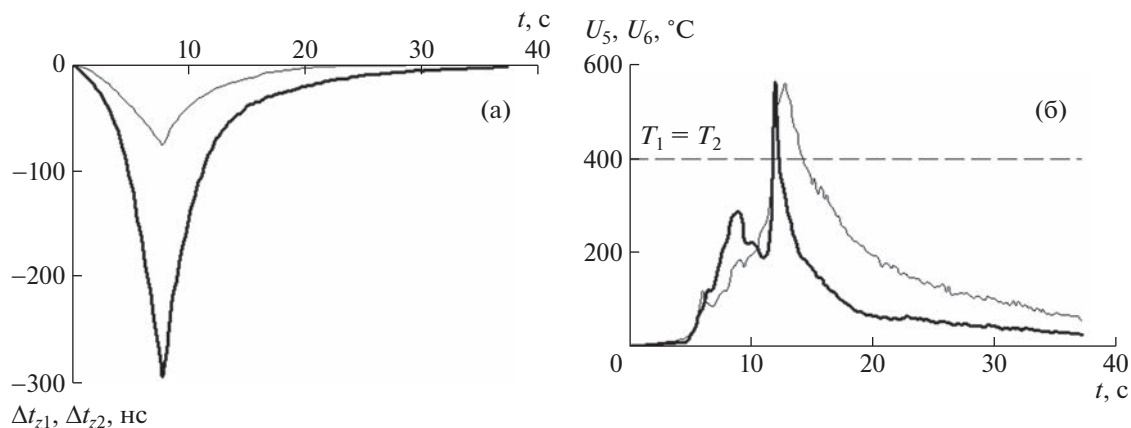


Рис. 2. Изменение задержки сигналов для продольной (тонкая линия) и изгибной (жирная линия) волн (а) и при резке биологической ткани (б).

и требуют учета многих факторов, поэтому задача прямой калибровки задержки распространения ультразвуковых волн от температуры для данных условий использования лазерного скальпеля не является тривиальной. Однако задача контроля превышения температурой определенного, заранее установленного значения может быть решена путем возбуждения в оптоволокне непосредственно с поверхности его оболочки продольной или поперечной волны и измерения изменения скорости ее распространения. Использование для анализа продольной волны имеет особенность: амплитуда сигнала продольной волны, отраженной от торца, существенно зависит от его подготовки. Если торец имеет сколы или существенный наклон к оси, продольная волна рассеивается, сигнал принятой волны значительно уменьшается вплоть до его пропадания. Вследствие этого по снижению амплитуды сигнала принятой продольной волны ниже определенного уровня дополнительно возможно установление факта деградации торца в процессе эксплуатации. Экспериментально показано, что наибольшая чувствительность при определении изменения температуры достигается при использовании результатов измерения скорости изгибной ультразвуковой волны — асимметричной волны Лэмба, поэтому для управления работой лазера целесообразно использовать сигнал U_{04} (см. рис. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод возбуждения продольной и изгибной волн в оптоволокне непосредственно с его защитной оболочки. Показана возможность измерения температуры вблизи торца оптоволокна по измерению времени задержки распространяющихся в нем ультразвуковых импульсов ча-

стойкой 1.1 МГц. Создан индикатор температуры лазерного скальпеля, который при превышении температурой определенного, априорно установленного значения вырабатывает логический сигнал, пригодный для инициализации звукового сигнала и управления лазером с целью изменения мощности его излучения. Это позволяет увеличить срок службы конвертера температуры на торце оптоволокна и избежать непреднамеренного перегрева биологической ткани при проведении хирургических операций.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта № 21-15-00371 Российского научного фонда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Streltsova O.S., Grebenkin E.V., Bredikhin V.I., Yunusova K.E., Elagin V.V.* // *Sovremennye tehnologii v medicine*. 2019. V. 11. № 2. P. 103. <https://doi.org/10.17691/stm2019.11.2.15>
2. *Romanos G.E., Belikov A.V., Skrypnik A.V., Feldchtein F.I., Smirnov M.Z., Altshuler G.B.* // *Lasers in surgery and medicine*. 2015. V. 47. P. 411. <https://doi.org/10.1002/lsm.22360>
3. *Streltsova O.S., Grebenkin E.V., Bityurin N.M., Bredikhin V.I., Elagin V.V., Vlasov V.V., Kamensky V.A.* // *Photonics*. 2021. V. 8. P. 452. <https://doi.org/10.3390/photonics8100452>
4. *Sapogova N., Bredikhin V., Afanasiev A., Kamensky V., Bityurin N.* // *Photonics*. 2021. V. 8. № 10. P. 423. <https://doi.org/10.3390/photonics8100423>
5. *Schena E., Tosi D., Saccomandi P., Lewis E., Kim T.* // *Sensors*. 2016. V. 16. P. 1144. <https://doi.org/10.3390/s16071144>
6. *Zhou J., Guo X., Du C., Cao C., Wang X.* // *Sensors*. 2019. V. 19. P. 404. <https://doi.org/10.3390/s19020404>

7. *Скворцов Л.А., Кириллов В.М.* // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 12. С. 1113. <https://doi.org/10.1070/QE2003v033n12ABEH002564>
8. *Olabode O.F., Fletcher S., Longsta A.P., Mian N.S.* // J. Manuf. Mater. Process. 2019. V. 3. P. 80. <https://doi.org/10.3390/jmmp3030080>
9. *Алабышев А.П.* // Сб. тр.: Новые материалы и технологии в машиностроении. Вып. 20. Брянск: БГИТА, 2014. С. 3–5. http://www.science-bsea.bgिता.ru/2014/mashin_2014_20/alabyshev_ras.htm
10. *Горальник А.С., Кульбицкая М.Н., Михайлов И.Г., Ферштат Л.Н., Шутилов В.А.* // Акустический журнал. 1972. Т. 18. Вып. 3. С. 391. http://www.akzh.ru/htm/1972_3.htm
11. *Лунин Б.С., Торбин С.Н.* // Вестник Московского университета. Сер. 2. Химия. 2000. Т. 41. № 3. С. 172.
12. *Викторов И.А.* Физические основы применения ультразвуковых волн Релея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 535.3:53.087.92

**БЕЗДИСПЕРСИОННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ГАЗА С ВРЕМЕННЫМ
РАЗДЕЛЕНИЕМ ОПОРНОГО И ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО СИГНАЛОВ**

© 2023 г. А. И. Коныхов^{а,*}

^аСаратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
Россия, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

*e-mail: KonukhovAI@sgu.ru

Поступила в редакцию 23.06.2022 г.

После доработки 18.07.2022 г.

Принята к публикации 24.09.2022 г.

Описана конструкция бездисперсионного оптического инфракрасного датчика газа с двумя источниками инфракрасного излучения и одним приемником. Демонстрируется работа устройства с временным разделением измерительного и опорного сигналов. Для контроля старения источников излучения используется фототранзистор. Датчик предназначен для определения концентрации метана в воздушно-газовой смеси с объемной долей метана не более 2.2%. Предложенная конструкция позволяет определять концентрацию с точностью $\pm 0.1\%$ объемной доли метана в диапазоне температур от -20 до $+50^\circ\text{C}$ при скорости изменения температуры не более $2^\circ\text{C}/\text{мин}$.

DOI: 10.31857/S0032816223010184, EDN: PVRJUC

ВВЕДЕНИЕ

Бездисперсионные оптические датчики широко используются для измерения концентрации газов [1, 2]. При взаимодействии инфракрасного (ИК) излучения с молекулами газа инфракрасный свет поглощается на определенной длине волны. По уменьшению интенсивности ИК-излучения можно определить концентрацию газа. Наиболее распространенными являются оптические датчики углекислого газа CO_2 , угарного газа CO и метана CH_4 .

Оптические датчики обладают высокой селективностью по отношению к конкретному газу. Другая особенность этих датчиков заключается в том, что воздействие газа высокой концентрации не приводит к необратимому дрейфу их чувствительности, тогда как электрохимические и термокаталитические сенсоры подвержены старению [3]. Выходной сигнал ИК-сенсора не зависит от скорости потока контролируемого воздуха, но на результат измерения могут влиять давление и температура. У таких сенсоров большой срок службы при условии отсутствия коррозии, загрязнения или механического повреждения. Основными недостатками инфракрасных сенсоров являются сложность корректировки нуля при резком изменении температуры и высокая стоимость.

Бездисперсионный датчик газа состоит из источника инфракрасного излучения, детектора, оптического фильтра, газовой ячейки и электроники для обработки сигнала. Существует не-

сколько оптических схем для таких датчиков [4]. Среди них выделим наиболее распространенную – схему с двумя длинами волн с одним источником излучения [5–7]. Такой датчик имеет два детектора, у каждого из которых есть оптический фильтр. Оптические фильтры различаются полосой пропускания. Измерительный канал формируется путем детектирования интенсивности света, прошедшего через фильтр с полосой пропускания, совпадающей с полосой поглощения целевого газа. Опорный канал формируется путем измерения интенсивности в полосе частот за пределами линии поглощения газа. Разница между интенсивностью прошедшего света в этих двух полосах частот преобразуется в концентрацию газа.

Датчик с двумя длинами волн обеспечивает автоматическую компенсацию эффекта старения источника инфракрасного излучения, поскольку при отсутствии газа отношение интенсивностей в измерительном и опорном каналах в первом приближении остается неизменным. Однако при изменении температуры полоса пропускания интерференционных фильтров смещается [8]. Это приводит к нелинейной зависимости опорного и измерительного сигналов от температуры и затруднению температурной коррекции показаний. Кроме того, каждому чувствительному сенсору требуется отдельный усилитель [9], что приводит к различию передаточных характеристик в измерительном и опорном каналах.

Для устранения эффекта, связанного с различием характеристик опорного и измерительного светофильтров, было предложено использовать один источник ИК-излучения и два идентичных приемника. При этом измерительный и опорный каналы формируются путем применения двух кювет разной длины [7, 10]. В другом варианте схемы с одним источником ИК-излучения и двумя идентичными приемниками опорный сигнал формируется приемником, перед которым установлена дополнительная кювета, наполненная целевым газом [11]. Однако такой подход [7, 10, 11] не устраняет проблемы, связанные с различным температурным дрейфом усилителей опорного и измерительного каналов.

В работе [12] для минимизации температурного дрейфа и увеличения чувствительности предложено использовать модуляцию давления. В такой схеме можно использовать один источник ИК-излучения и один приемник. Однако механическое воздействие за счет волны давления может привести к повышенным шумам и к снижению точности измерений. В работе [13] для определения концентрации используется нелинейность отклика сенсоров в опорном и измерительном каналах. Такой метод применим только для определения высоких концентраций.

Альтернативой схеме с одним источником ИК-излучения и двумя приемниками является схема с двумя источниками и одним приемником [14]. Для поддержания постоянного соотношения между опорным и измерительным сигналами газоанализатор содержит устройство балансировки амплитуды и фазы сигналов, модулирующих поток ИК-излучения. Недостатком датчика [14] является отсутствие контроля неравномерного старения излучателей. Дисбаланс, вызванный уменьшением светимости первого излучателя относительно второго, может интерпретироваться как появление газа. Кроме того, изменение сигнала при резком изменении температуры имеет нелинейный характер. При наличии нелинейности корректировка тока или напряжения, питающего ИК-излучатели, может привести к неправильным показаниям датчика.

В работе [15] предложена другая конструкция датчика — с двумя источниками ИК-излучения и одним ИК-детектором. Первый источник работает постоянно и используется для формирования измерительного канала, а второй — только для периодической перекалибровки датчика. При таком подходе достаточно сложно скомпенсировать дрейф показаний из-за быстрого изменения внешней температуры.

В данной работе рассмотрена конструкция, состоящая из двух источников ИК-излучения и одного сенсора. Источники ИК-излучения питаются стабилизированным током. Сенсор имеет

оптический фильтр, полоса пропускания которого соответствует полосе поглощения метана. Использование одного сенсора с одним усилителем минимизирует различие передаточных характеристик измерительного и опорного каналов. В первом разделе данной статьи подробно рассмотрена конструкция датчика. Во втором разделе представлены результаты измерений концентрации метана и результаты тестирования на температурную устойчивость показаний датчика. В выводах обсуждаются преимущества и недостатки предложенной конструкции датчика.

КОНСТРУКЦИЯ ДАТЧИКА

Датчик представляет собой измерительную кювету в форме цилиндрической трубки с отражающими внутренними стенками (рис. 1). С одной торцевой стороны измерительной кюветы установлена миниатюрная лампа накаливания L_1 с параболическим отражателем. С другой торцевой стороны измерительной кюветы установлен приемник T ИК-излучения с узкополосным интерференционным светофильтром. Рядом с приемником ИК-излучения расположена дополнительная лампа накаливания L_2 , свет от которой падает под углом к поверхности приемника T . Длина кюветы 70 мм. Расстояние от центра лампы L_2 до приемника T равно 3 мм.

В боковой стенке измерительной кюветы размещен фототранзистор с максимумом чувствительности на длине волны 940 нм. Данная длина волны находится за пределом линии поглощения исследуемого газа. Сигнал фототранзистора используется для оценки интегральной светимости ламп и корректировки изменения показаний, вызванного их старением. Цилиндрическая трубка и сферический отражатель изготовлены из нержавеющей стали. В качестве приемника ИК-излучения использовалась одноканальная термопара HTS-A21 с оптическим фильтром F3.375-190 (Heimann Sensor GmbH). Центральная длина волны спектра пропускания фильтра — 3.375 мкм, полуширина спектра — 190 нм. HTS-A21 имеет встроенный терморезистор, который используется для измерения внутренней температуры приемника инфракрасного излучения.

Сигнал с фототранзистора, термопары HTS-A21 и встроенного в нее терморезистора усиливался, оцифровывался и обрабатывался микропроцессором. Согласно стандарту [16], индикация концентрации горючего газа может осуществляться в процентах объемной доли (об.%) или млн^{-1} (ppm). Микропроцессор обеспечивал передачу на внешние цифровые устройства значения концентрации, рассчитанной в процентах. Также на аналоговых выходах формировались следующие сигналы: 1) достижение concentra-

ции метана от 0.44 об.% до 0.88 об.%; 2) достижение концентрации метана, равной или превышающей 0.88 об.%; 3) аварийное состояние датчика; 4) превышение скорости изменения температуры величины $1^\circ\text{C}/\text{мин}$.

В качестве источников ИК-излучения использовались миниатюрные лампы накаливания L_1, L_2 (см. рис. 1). Для бездисперсионного газоанализа существуют специализированные лампы, например, HSL 5-60 (Heimann Sensor GmbH) с заявленным сроком службы 100000 ч. Однако стоимость такой лампы сопоставима со стоимостью терморезистора. Поэтому использовались обычные лампы формата T1-1/4 (E27) с номинальным напряжением питания 5 В и током 60 мА. Перед установкой в датчик лампы работали при номинальном напряжении в течение 48 ч, после чего подбирались пары с одинаковым током потребления.

Лампы эксплуатировались при пониженном токе питания 45 мА, что обеспечивало увеличение их срока службы. В холодном состоянии нить лампы накаливания имеет небольшое сопротивление, порядка 5 Ом. Поэтому сразу после включения через лампу протекает большой ток, что негативно сказывается на сроке службы лампы и на уровне электрических помех.

Для ограничения силы тока использовался стабилизатор I (см. рис. 1). Последовательно с лампой накаливания включен полевой транзистор (depletion mode MOSFET) [17]. Сила тока определяется резистором, включенным между стоком и затвором транзистора. На рис. 2 показаны осциллограммы силы тока при различных значениях сопротивления резистора r . Согласно осциллограммам, при $r = 10$ Ом включение лампы вызывает резкое возрастание тока потребления, при увеличении сопротивления до 24 Ом выброс тока исчезает, однако сила тока не стабилизирована. При $r = 33$ Ом сила тока стабилизируется на уровне 45 мА.

Использование стабилизации тока приводит к снижению скорости разогрева нити накаливания. Поэтому приходится использовать длинные управляющие импульсы включения/выключения лампы. Кроме того, при пониженной интенсивности ИК-излучения возрастает влияние электронных шумов. Однако эти недостатки компенсируются снижением себестоимости изделия и повышением температурной стабильности показаний датчика. Следует отметить, что стабилизатор является общим для ламп L_1 и L_2 (см. рис. 1). Поэтому наличие стабилизатора тока не вносит дополнительного дисбаланса между измерительным и опорным сигналами.

Лампы L_1 и L_2 подключаются к источнику тока попеременно. На рис. 3а показано временное распределение управляющих сигналов, подаваемых с микропроцессора. Длительность импульса,

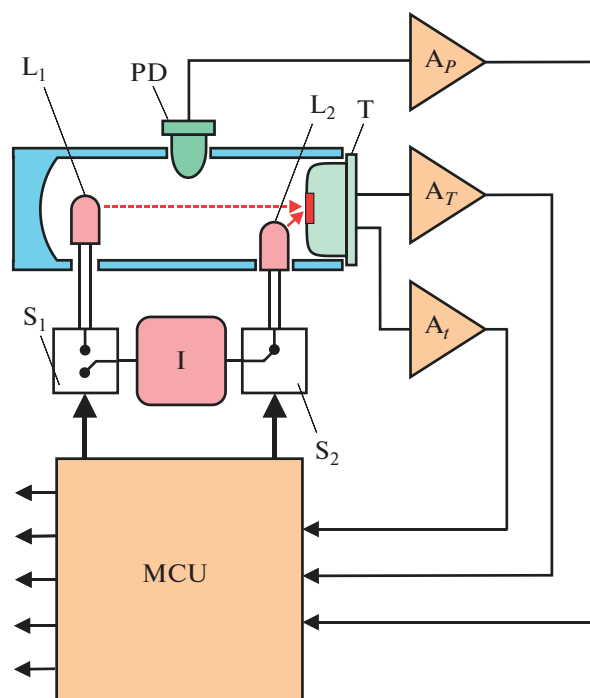


Рис. 1. Схема датчика. L_1 — лампа накаливания измерительного канала; L_2 — лампа накаливания опорного канала; T — приемник инфракрасного излучения с интерференционным светофильтром и внутренним терморезистором; PD — ИК-фототранзистор; A_p — усилитель для фототранзистора; A_T — усилитель для терморезистора; A_I — усилитель для терморезистора; MCU — микропроцессор; I — источник тока; S_1, S_2 — ключи, управляемые микропроцессором.

подаваемого на лампу, равна $\Delta t = 0.34$ с. После импульса следует промежуток времени Δt , когда обе лампы выключены. Затем включается вторая лампа на время Δt . Далее процесс включения/выключения повторяется.

Сигналы измерительного и опорного каналов разделены во времени (рис. 3б, 3в). Для того чтобы определить амплитуду сигнала, микропроцессором выполнялось вычисление амплитуды основной гармоники по алгоритму Герцеля [18]. Сигнал в измерительном канале формируется парой “лампа L_1 —приемник T”. Сигнал в опорном канале формируется парой “лампа L_2 —приемник T”. Сигналы разделены во времени, поэтому амплитуду измерительного сигнала A и амплитуду опорного сигнала R можно вычислить по отдельности.

При прохождении через целевой газ ИК-излучение поглощается. Связь между интенсивностью света I , прошедшего через измеряемый газ, и концентрацией газа C выражается законом Ламберта—Бера [19]:

$$I = I_0 \exp(-KCz), \quad (1)$$

где I_0 — начальная интенсивность света, испускаемого источником; K — коэффициент поглощения

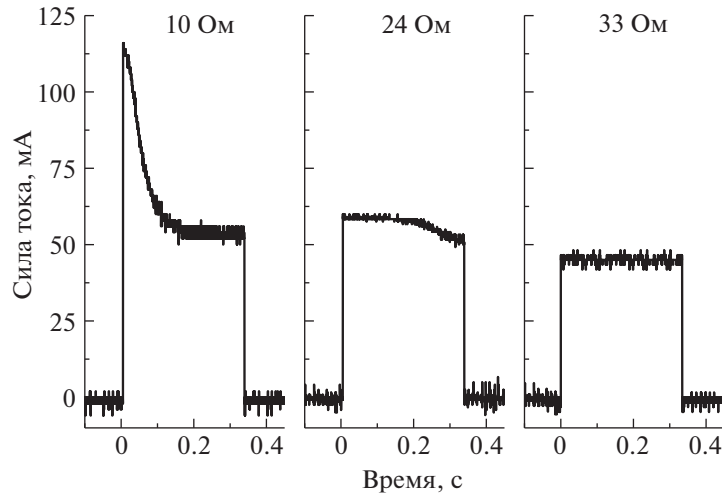


Рис. 2. Осциллограммы силы тока, проходящего через лампу, при различных значениях сопротивления резистора, включенного между стоком и затвором токостабилизирующего транзистора.

на заданной длине волны; z – длина светового пути. При небольших величинах KCz можно считать, что

$$C = (Kz)^{-1}(1 - I/I_0). \quad (2)$$

Определим интенсивность ИК-излучения, используя амплитуду измерительного и опорного сигналов:

$$I = A/R, \quad I_0 = A_0/R_0, \quad (3)$$

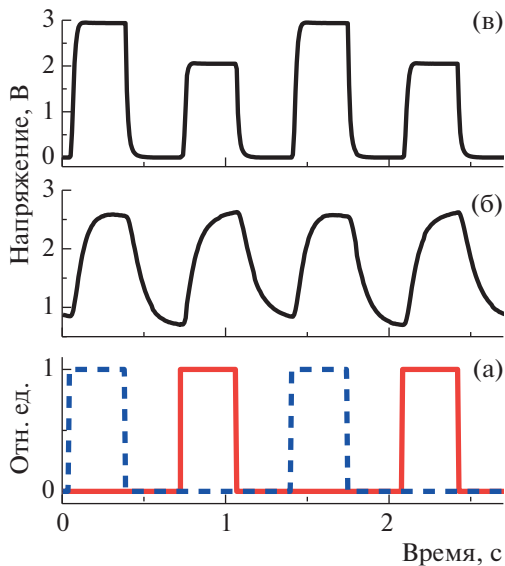


Рис. 3. Временные распределения: а – управляющих сигналов, подаваемых на ключ S_1 лампы L_1 (сплошная линия) и на ключ S_2 лампы L_2 (штриховая линия), “1” соответствует включенному состоянию лампы, “0” – выключенному; б – сигналов термопары после усилителя A_7 ; в – сигнала фототранзистора после усилителя A_8 .

где A_0 , R_0 – амплитуды сигналов, определяемые по калибровке датчика при нулевой концентрации газа ($C = 0$). При подстановке выражений (3) в формулу (2) получим, что концентрация определяется величиной

$$ABS = 1 - (A/R)(A_0/R_0)^{-1}. \quad (4)$$

Расстояние от дополнительного источника ИК-излучения L_2 до приемника ИК-излучения T много меньше z . Кроме того, излучение падает на интерференционный светофильтр термопары под углом, в результате чего полоса пропускания интерференционного светофильтра смещается в сторону от полосы поглощения газа. Поэтому амплитуда опорного сигнала R практически не зависит от наличия исследуемого газа и определяется температурой окружающей среды. Поскольку для измерительного и опорного сигналов используются один и тот же приемник и один и тот же усилитель, величины A и R изменяются синхронно при изменении температуры. Использование отношения A/R в формуле (4) уменьшает зависимость показаний датчика от температуры.

Закон Ламберта–Бера (1) является точным только для монохроматического излучения, тогда как датчик T регистрирует интегральную интенсивность в некотором диапазоне длин волн. Поэтому для расчета концентрации можно использовать аппроксимацию

$$C = D \cdot ABS^p, \quad (5)$$

где D и p определяются калибровочными данными. Коэффициент поглощения ИК-излучения определяется количеством молекул газа, находящихся в заданном объеме. Считая, что газ является идеальным, введем в формулу (5) поправочный множитель (T/T_{cal}) :

$$C = (T/T_{\text{cal}})D \cdot ABS^p, \quad (6)$$

где T , K – текущая температура; T_{cal} , K – температура, используемая при калибровке по концентрации метана.

Калибровка датчика проводится следующим образом. После включения датчик прогревается не менее 30 мин. Затем подается воздух без исследуемого газа. Микроконтроллер фиксирует температуру T_{cal} , определяются амплитуды измерительного A_0 и опорного R_0 сигналов. Затем подается газоздушная смесь с заданной концентрацией газа и определяется величина ABS . Процесс повторяется для нескольких концентраций газа.

На рис. 4 показаны калибровочные данные для метана. При концентрациях метана больше 2.2 об.% начинает проявляться поглощение ИК-излучения в опорном канале. При концентрации более 4.4 об.% (100% от нижнего концентрационного предела распространения пламени (НКПР)) метод с двумя источниками ИК-излучения становится неэффективным, так как если амплитуда опорного сигнала зависит от концентрации газа, то достаточно сложно определить, чем вызвано уменьшение амплитуды: появлением газа или старением ламп, изменением температуры, загрязнением оптических элементов.

Для расширения диапазона измерений необходимо увеличить расстояние между лампой L_1 и приемником T (см. рис. 1). Однако при большой длине кюветы изменение внешней температуры может по-разному влиять на температуру ламп L_1 и L_2 , что, в свою очередь, приводит к ухудшению температурной стабильности.

Точность показаний датчика в первую очередь зависит от корректности определения отношения A_0/R_0 в формуле (4). Для учета температурного изменения A_0/R_0 проводилась температурная калибровка датчика. В память микропроцессора записывались отношения A_0/R_0 при пяти значениях температуры, равномерно распределенных в диапазоне от -20 до $+50^\circ\text{C}$. При эксплуатации датчика величина A_0/R_0 определялась с использованием кусочно-линейной аппроксимации по четырем точкам, записанным в долговременной памяти микропроцессора. При температуре менее -20° и более $+50^\circ$ использовалась линейная экстраполяция.

Для компенсации старения ламп использовались амплитуды опорного и измерительного сигналов, зарегистрированных при помощи фототранзистора PD (см. рис. 1). Амплитуды сигналов и величина C (6) усреднялись за 24 ч. Усреднение проводилось при расчетной концентрации $|C| < 0.1$ об.% и стабилизации температуры ($|dT/dt| < 0.05^\circ\text{C}/\text{мин}$). При отклонении средней величины C более чем на 0.1 об.%, амплитуды сигналов,

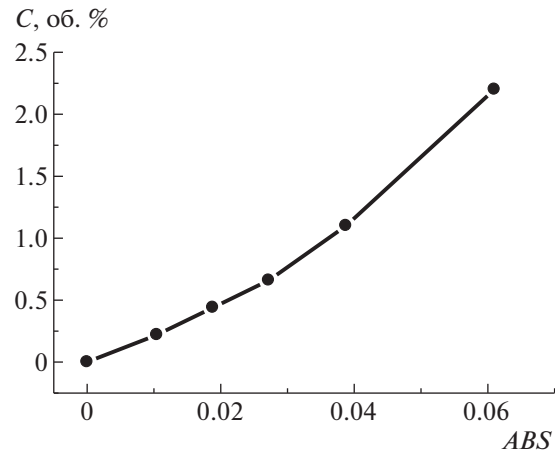


Рис. 4. Калибровочный график – зависимость объемной доли метана в воздухе (об.%) от величины поглощения ABS (4).

полученные при помощи фототранзистора, сравнивались со значениями, записанными в память микропроцессора. Если обнаруживалось, что изменение показаний датчика связано с уменьшением амплитуд опорного/измерительного сигналов, то датчик перекалибровывался с использованием новых значений A_0 и R_0 в формуле (4). За 720 ч работы изменение амплитуд опорного/измерительного сигналов за счет старения ламп составило менее 0.5% от первоначального значения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Важной характеристикой оптического датчика является стабильность его показаний при изменении внешней температуры. В соответствии со стандартом [16] устойчивость датчика к быстрым температурным изменениям не регламентирована. Проверка устойчивости к изменению температуры проводится в стационарных условиях. Однако в реальной ситуации быстрое изменение температуры может привести либо к ложному срабатыванию датчика, либо к отсутствию аварийного сигнала при наличии газа.

Ошибку в показаниях датчика при смене температуры можно отследить при нахождении датчика в чистой атмосфере. В идеальном случае величина C (6) должна быть равна нулю. Однако ошибка определения A_0/R_0 (4) приводит к отклонению расчетной концентрации от нуля.

Для определения чувствительности к температурным изменениям датчик был помещен в испытательную камеру, в которую подавался чистый воздух. Воздух проходил через змеевик, расположенный внутри испытательной камеры. Змеевик

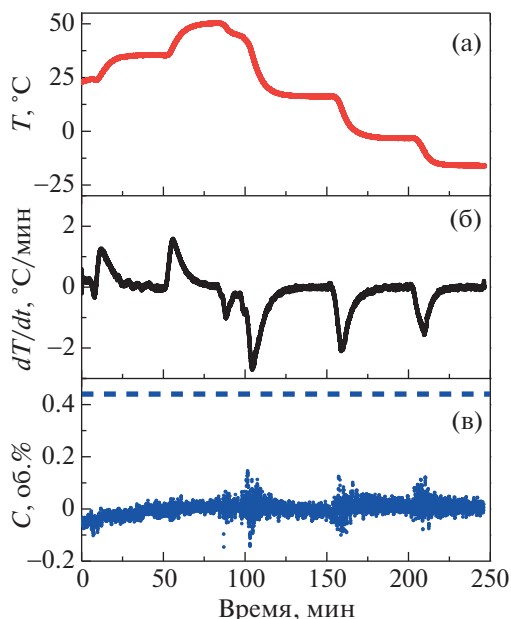


Рис. 5. Тестирование датчика на устойчивость нулевых показаний при быстром изменении температуры окружающей среды: **а** – график изменения температуры; **б** – скорость изменения температуры dT/dt ; **в** – концентрация C , рассчитанная по формуле (6). Штриховой линией показан уровень 0.44 об. % (10% НКПР).

позволял охлаждать/нагревать подаваемый воздух до температуры внутри камеры.

На рис. 5 показаны результаты тестирования при изменении температуры от $+23$ до -16°C . Сначала температура увеличивается до $+50^\circ\text{C}$, а затем, в несколько этапов, уменьшается до -16°C (рис. 5а). Скорость изменения температуры принимает как положительные, так и отрицательные значения (рис. 5б).

При стационарной температуре отклонение расчетной концентрации от нуля не превышает ± 0.05 об. % (рис. 5в) или $\pm 2.3\%$ от диапазона измерений (2.2 об. %). Для газоанализаторов с верхним пределом измерения объемной доли газа до 100% НКПР (до 4.4 об. %) допустимым является отклонение $\pm 5\%$ от диапазона измерений [16].

Процесс нагрева датчика от $+23$ до $+35^\circ\text{C}$ характеризуется смещением показаний в область отрицательных значений. Дальнейший нагрев до $+50^\circ\text{C}$ не оказывает существенного влияния на показания датчика. Характер показаний существенно меняется при охлаждении ($dT/dt < 0$). Когда производная dT/dt достигает величины $-2.7^\circ\text{C}/\text{мин}$, разброс показаний увеличивается до ± 0.15 об. % (см. рис. 5б, 5в). Для $dT/dt = -2.1^\circ\text{C}/\text{мин}$ и $dT/dt = -1.6^\circ\text{C}/\text{мин}$ отклонение показаний не превышает ± 0.11 об. %, что составляет $\pm 5\%$ от диапазона измерений. Такая погрешность явля-

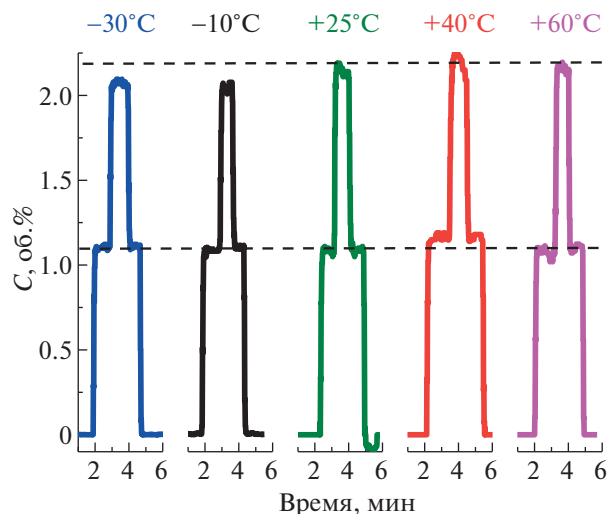


Рис. 6. Результаты тестирования датчика газовыми смесями с концентрацией метана 1.1 об. % (25% НКПР) и 2.2 об. % (50% НКПР) при различных значениях температуры окружающей среды (цифры над кривыми). Уровни 1.1 об. % и 2.2 об. % показаны штриховыми линиями.

ется допустимой даже для стационарных условий [16].

При тестировании газовой смесью воздух/метан использовались смеси с концентрацией 1.1 об. % и 2.2 об. % (рис. 6). Температура подаваемой смеси равнялась температуре среды внутри испытательной камеры. При каждом изменении температуры датчик выдерживался при новых условиях в течение часа. Точность определения концентрации метана составила ± 0.1 об. %.

Тестирование на долговременную стабильность проводилось в течение 28 дней при постоянной температуре $+25^\circ\text{C}$. Раз в сутки подавалась метановоздушная смесь с концентрацией метана 0.88 об. %. Точность измерений составила $\pm 2\%$ от показаний.

ВЫВОДЫ

В работе представлен датчик метана с двумя источниками ИК-излучения и одним термопарным приемником. Первый и второй источники ИК-излучения включаются попеременно по команде микропроцессора. Данные для измерительного канала получают при включении первого источника ИК-излучения и измерении интенсивности света, прошедшего через кювету с газом. Данные для опорного канала получают при включении второго источника. Поскольку второй источник расположен рядом с термопарным приемником, амплитуда электрического сигнала, получаемого при включении второго источника, слабо зависит от концентрации газа. Это позво-

ляет использовать данный сигнал как опорный. Идентичность температурных характеристик опорного и измерительного сигналов достигается подбором ламп накаливания с одинаковым током потребления и использованием стабилизатора тока. При стационарных условиях в диапазоне температур от -20 до $+50^{\circ}\text{C}$ погрешность определения концентрации, включая нулевые значения, не превышает ± 0.1 об.%. При быстром изменении температуры ($|dT/dt| \leq 2.7^{\circ}\text{C}/\text{мин}$) погрешность определения нулевого значения концентрации не превышает ± 0.15 об.%. При $|dT/dt| \leq 2^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ погрешность уменьшается до ± 0.1 об.%.

Недостатком схемы с двумя источниками ИК-излучения и одним приемником является чувствительность датчика к наличию пыли. Поэтому при эксплуатации датчика необходимо использовать противопылевую фильтр.

Применение схемы с двумя источниками ограничено детектированием малых концентраций газа. При больших концентрациях амплитуда опорного сигнала начинает изменяться вследствие поглощения ИК-излучения газом, и данный сигнал нельзя использовать как опорный.

К достоинствам схемы с двумя источниками ИК-излучения и одним приемником следует отнести ее низкую себестоимость. Основной вклад в себестоимость оптического датчика дает стоимость приемника с интерференционным оптическим фильтром. Приемник с двумя интерференционными фильтрами, например HTS-E21 (Heimann Sensor GmbH), почти в два раза дороже по сравнению с одноканальным вариантом HTS-A21. Датчик с газовой кюветой в виде трубки может быть изготовлен с использованием токарных и фрезеровочных работ. Изготовление кюветы не требует применения сложных литейных прессформ, что немаловажно для снижения себестоимости изделия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 22-12-00396. Автор благодарен коллективу Центра инновационных технологий (г. Саратов) за консультации по реализации экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dinh T.-V., Choi I.-Y., Son Y.-S., Kim J.-C.* // Sensors and Actuators B: Chem. 2016. V. 231. № 8. P. 529. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2016.03.040>
2. *Wong J.Y., Anderson R.L.* Non-Dispersive infrared gas measurement. Barcelona, Spain: IFSA Publishing, 2012. P. 120. ISBN: 978-84-615-9732-1.
3. *Norton H.N.* Sensor and analyzer handbook. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice Hall Inc., 1982. P. 562. ISBN 978-0138067601.
4. *Popa D., Udrea F.* // Sensors. 2019. V. 19. № 9. P. 2076. <https://doi.org/10.3390/s19092076>
5. *Jun L., Qiulin T., Wendong Z., Chenyang X., Tao G., Jijun X.* // Measurement. 2011. V. 44. № 5. P. 823. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2011.01.021>
6. *Zhang G., Wu X.* // Opt. and Las. in Engineering. 2004. V. 42. № 2. P. 219. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2003.08.001>
7. *Guangjun Z., Yaping L., Qingbo L.* // Opt. and Las. in Engineering. 2010. V. 48. № 12. P. 1206. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2010.06.012>
8. *Wong J.Y., Schell M.* // Sensor Review. 2011. V. 31. № 1. P. 70. <https://doi.org/10.1108/02602281111099116>
9. Signal conditioning for NDIR sensor. Application note AN5571. [Электронный ресурс] STMicroelectronics URL: www.st.com/resource/en/application_note/an5571-signal-conditioning-for-ndir-sensor-stmicroelectronics.pdf (дата обращения: 20 июня 2022).
10. *Wong J., Tse C.* // Sensor Review. 2012. V. 32. № 3. P. 217. <https://doi.org/10.1108/02602281211233205>
11. *Wong J.Y.* Saturation filtering NDIR gas sensing methodology. US Patent No. 8003944B2, (August 23, 2011). [Электронный ресурс] URL: <https://patents.google.com/patent/US8003944B2/en> (дата обращения: 20 июня 2022).
12. *Wang X., Rodjegard H., Oelmann B., Martin H., Larsson B.* // Procedia Engineering. 2010. V. 5. № 1. P. 1208. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2010.09.329>
13. *Yi S.* // Sens. Mater. 2017. V. 29. № 3. P. 243. <https://doi.org/10.18494/SAM.2017.1439>
14. *Дремлюга В.Я., Микитченко В.Ф., Головченко П.Ф., Дашковский А.А., Шаповаленко В.И.* Патент СССР № 1149146 // БИ. 1985. № 13.
15. *Frodl R., Tille T.* // IEEE Sensors Journ. 2006. V. 6. № 6. P. 1697. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2006.884440>
16. ГОСТ ИЕС 60079-29-1-2013 Взрывоопасные среды. Часть 29-1. Газоанализаторы. Требования к эксплуатационным характеристикам газоанализаторов горючих газов. [Электронный ресурс] Электронный фонд нормативно-технической и нормативно-правовой информации. URL: <https://docs.cntd.ru/document/1200107435> (дата обращения: 12.07.2022).
17. *Horowitz P., Hill W.* The Art of Electronics. 3rd Edition. USA, NY.: Cambridge University Press, 2015. P. 1220. ISBN: 9780521809269.
18. *Stoer J., Bulirsch R.* Introduction to Numerical Analysis. 2nd edition. NY.: Springer-Verlag, 2002. ISBN 9780387954523
19. *Bernath P.F.* Spectra of Atoms and Molecules. 3rd ed. UK, Oxford: Oxford University Press, 2016. P. 488. ISBN 9780199382576.

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ ПОТЕРЬ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО МАТЕРИАЛА В ГОТОВЫХ ДИОДАХ

© 2023 г. Э. В. Семенов^{а,*}, О. Ю. Малаховский^б

^аТомский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40

^бАО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов»
Россия, 634034, Томск, Красноармейская ул., 99а

*e-mail: edwardsemyonov@narod.ru

Поступила в редакцию 25.05.2022 г.

После доработки 03.06.2022 г.

Принята к публикации 05.08.2022 г.

Рассмотрен способ измерения потерь на поляризацию полупроводникового материала в области пространственного заряда готового диода. Показано, что измерение может быть выполнено методом сравнения с мерой емкостной добротности при помощи измерителей импеданса общего применения в лабораториях без стабилизации микроклимата и экранирования электромагнитных полей. Для исключения дрейфовой погрешности в этих условиях предлагается многократное регулярное переключение объекта измерения и меры. В результате тангенс угла потерь на поляризацию величиной $1.9 \cdot 10^{-4}$ удалось измерить с погрешностью $\pm 16\%$.

DOI: 10.31857/S0032816223010226, EDN: PWDAME

1. ВВЕДЕНИЕ

Для ряда применений полупроводниковых приборов важен учет потерь энергии в режиме обратного смещения (например, для варикапов, умножительных диодов, защитных диодов). Обычно учитывают два фактора, обуславливающие потери энергии: r_s – последовательное сопротивление потерь областей прибора вне p – n -перехода (сопротивления p - и n -областей вне области пространственного заряда, подложки, омических контактов и выводов) и R_j – сопротивление p – n -перехода (рис. 1).

Таков, в частности, классический подход к расчету добротности варикапов [1]. При этом можно построить частотную зависимость добротности варикапа, имеющую характерный максимум [1], так как последовательное сопротивление r_s снижает добротность на верхних частотах, а параллельное сопротивление R_j – на нижних частотах. Значение максимальной добротности, рассчитанное таким образом, часто получается сильно завышенным (иногда до 14000 [2]) по отношению к результатам измерений.

Такая ситуация указывает на то, что остается неучтенным еще некоторый фактор потерь. Физическая природа этого фактора становится очевидной, если учесть, что материалы для изготовления полупроводниковых приборов (например, кремний, арсенид галлия) имеют относительную

диэлектрическую проницаемость в пределах 11–12. Это значит, что энергия накапливается не столько в виде заряда в p - и n -областях, сколько в виде поляризации полупроводника в области пространственного заряда (ОПЗ). Процесс поляризации и деполяризации сопровождается потерями энергии, которые характеризуются тангенсом угла потерь [3].

Измерению тангенса угла потерь собственно полупроводниковых материалов (подложек) посвящено большое число работ [4–5]. Есть и работы, в которых исследуются потери уже легированных полупроводников [5]. Однако в готовом диоде легирование различно в p - и n -областях, и даже внутри одной области может присутствовать гра-

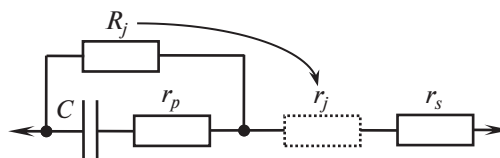


Рис. 1. Используемая эквивалентная схема варикапа. r_s – сопротивление областей прибора вне p – n -перехода; R_j – параллельное сопротивление p – n -перехода; r_j – последовательное сопротивление, эквивалентное в части вносимых потерь сопротивлению R_j ; r_p – сопротивление, отражающее потери на поляризацию в ОПЗ; C – емкость варикапа.

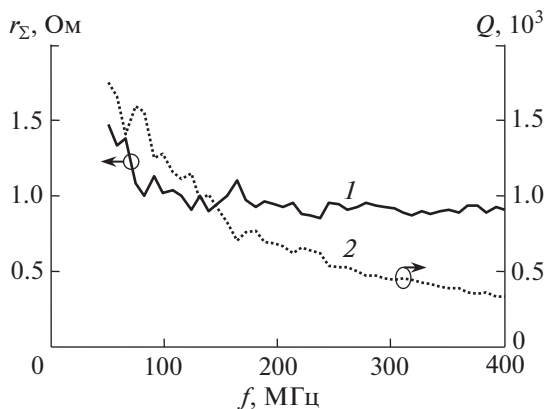


Рис. 2. Последовательное сопротивление потерь варикапа (1) и его добротность (2).

диент концентрации примеси. Кроме того, могут присутствовать еще и паразитные примеси (глубокие центры), например избыточный мышьяк в GaAs или кислород. Количество примесей и дефектов может также отличаться от проектных или средних значений. В итоге результаты измерения потерь в исходном полупроводниковом материале позволяют оценить поляризационные потери в ОПЗ готового диода лишь весьма приближенно.

Таким образом, было бы полезно иметь метод для измерения поляризационных потерь в ОПЗ готового диода. Рассмотрению такого метода посвящена настоящая работа.

2. ОБЪЕКТ ИЗМЕРЕНИЯ

В качестве примера для изложения предлагаемого подхода будем использовать арсенид-галлиевый варикап разработки АО “НИИПП” (г. Томск).

Варикап выполнен как бескорпусный с размещением кристалла на кристаллодержателе. Кристалл варикапа изготовлен по мезатехнологии (диаметр мезы ~100 мкм). Для увеличения коэффициента перекрытия до 3.5 (отношение емкостей варикапа при напряжениях -2 и -12 В) концентрация примесей в активном слое имеет обратный (отрицательный) градиент: в окрестности p-n-перехода концентрация примесей увеличена [6]. Номинальная емкость варикапа при напряжении смещения -4 В составляет 2-3 пФ.

3. СЕЛЕКЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Для того чтобы селективно измерить потери на поляризацию в готовом диоде, нужно либо учесть вклад потерь двух других видов (последовательного сопротивления пассивной части диода и электропроводности ОПЗ), либо выбрать режим

измерения так, чтобы этими двумя видами потерь можно было пренебречь.

Последовательное сопротивление r_s достаточно легко поддается измерению, если в диоде не наблюдается выраженный скин-эффект. На рис. 2 приведена вещественная часть r_Σ импеданса вышеуказанного варикапа в диапазоне частот 50-400 МГц (кривая 1) при напряжении смещения -9.18 В. Сопротивление r_Σ характеризует совокупное действие всех факторов потерь и измерено с использованием предложений, приведенных ниже, в разд. 4 настоящей статьи. Можно видеть, что в области частот выше 150 МГц r_Σ практически постоянно. Это означает, что скин-эффектом в данном варикапе можно пренебречь. При выполнении данного условия r_s рационально измерять в области верхних частот (в данном случае на частоте 400 МГц). Во-первых, в этой области добротность варикапа Q минимальна (кривая 2 на рис. 2), что обусловит меньшую погрешность измерения. Во-вторых, на верхних частотах основным фактором потерь является последовательное сопротивление пассивной части диода r_s , т.е. $r_s = r_\Sigma$. На нижних частотах (50 МГц в данном случае) становится заметным влияние других факторов потерь, и r_Σ увеличивается (см. рис. 2). На частотах ниже 50 МГц относительный вклад r_s в общие потери становится еще меньше, однако проводить измерения там для выбранного варикапа нерационально, поскольку его добротность на частотах ниже 50 МГц превышает $(1.5-2) \cdot 10^3$ и погрешность измерения потерь возрастает.

Параллельное сопротивление p-n-перехода R_j сказывается в области нижних частот и может быть измерено как дифференциальное сопротивление диода на постоянном токе (точнее, на частотах, где реактанс диода много больше R_j) при заданном смещении. Рассматривать частотную зависимость R_j не имеет смысла, так как уменьшающийся с увеличением частоты реактанс емкости варикапа C (см. рис. 1) нивелирует влияние R_j на верхних частотах. Далее целесообразно пересчитать данное сопротивление в эквивалентное ему (в части вносимых потерь) последовательное сопротивление r_j (см. рис. 1). Это можно сделать, если известен susceptанс диода ωC , где C - емкость диода. Тогда находим адмиттанс p-n-перехода, учитывающий потери на электропроводность: $Y = 1/R_j + j\omega C$. Далее вычисляем импеданс $Z = 1/Y$, и определяем r_j как его вещественную часть: $r_j = \text{Re}(Z)$. Окончательно

$$r_j = \text{Re} \left[\frac{1}{1/R_j + j\omega C} \right]. \tag{1}$$

Если вычесть из r_Σ сопротивления r_s и r_j , оставшееся последовательное сопротивление r_p (см. рис. 1)

будет характеризовать потери на поляризацию в ОПЗ:

$$r_p = r_\Sigma - r_s - r_j. \quad (2)$$

Представление поляризационных потерь в виде эквивалентного последовательного сопротивления является логически правильным, так как параллельное к емкости сопротивление привело бы к уменьшению сопротивления диэлектрика на постоянном токе, что не соответствует поляризационному характеру потерь.

Тангенс угла потерь на поляризацию находится далее как

$$D_p = \omega C r_p. \quad (3)$$

Отсчитывать значение тангенса угла потерь на поляризацию нужно на частоте, выбираемой из компромиссных соображений. С одной стороны, она должна быть достаточно низкой, чтобы потери на поляризацию были заметны на фоне последовательного сопротивления пассивной части диода r_s , с другой – добротность объекта измерения не должна быть слишком большой (для используемого метода и средства измерения не более $2 \cdot 10^3$). Для выбранного варианта этому условию удовлетворяет частота порядка 50 МГц.

В принципе, однако, можно измерить r_p на сетке частот, а из полученной информации о частотной зависимости r_p делать выводы о конкретных механизмах наблюдаемых поляризационных потерь.

4. ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПРИЕМЛЕМОЙ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ

Основная проблема при измерении потерь на поляризацию используемых полупроводниковых материалов состоит в том, что относительная величина этих потерь (порядка 10^{-4}) лежит за пределами диапазона измерения современных измерительных приборов. Например, измеритель импеданса Keysight E4991A, в соответствии с данными производителя, для добротности объекта измерения 300 имеет погрешность измерения уже $\pm 20\%$.

Высокоточные измерения малых потерь в емкостных объектах можно выполнить с использованием резонансных камер [4, 5, 7], но такие измерения технически реализуемы только от частот примерно 2.5 ГГц. В принципе существует и коаксиальный резонатор большой длины [8], на котором можно выполнять измерения на частотах выше 130 МГц. Однако из рис. 2 ясно, что поляризационные потери заметны на фоне потерь в пассивной части диода на частотах ниже 130 МГц.

На частотах порядка 100 МГц и ниже можно использовать резонаторы на сосредоточенных элементах, но их калибровка выполняется с использованием мер емкостной добротности или

конденсаторов с малыми потерями [9]. Однако для сравнения меры добротности с объектом измерения можно использовать и обычный измеритель импеданса [10]. Поскольку далее потери в объекте измерения вычисляются относительно потерь в мере (простым вычитанием), минимальная погрешность измерения будет обеспечена при одинаковых для меры и объекта систематических погрешностях измерения.

Для того чтобы систематическая погрешность измерителя импеданса была одинаковой и для объекта измерения, и для меры, будем выбирать емкости объекта измерения и меры одинаковыми. Таким образом, например, удаётся на два порядка расширить вниз диапазон измерения потерь прибора Keysight E4991A [10]. Для обратносмещенных диодов достаточно, чтобы емкость меры укладывалась в диапазон изменения емкости диода при допустимом изменении обратного смещения. Окончательно равенство емкостей диода и меры обеспечивается регулировкой смещения диода таким образом, чтобы его емкость вместе с емкостью присоединительных устройств была равна емкости меры. Практика измерений показывает, что достижимо различие емкостей меры и объекта измерения порядка сотых долей процента, что позволяет считать систематическую погрешность измерения исключенной из результатов измерений.

Кроме того, воспользуемся известным из литературы [11] приемом уменьшения остаточной (после выполнения калибровки) систематической погрешности измерения потерь емкостных объектов. Этот подход состоит в том, что для калибровки измерителя импеданса используется не классический набор мер (холостой ход, короткое замыкание, согласованная нагрузка), а набор, в котором мера короткого замыкания (наиболее далекая по свойствам от емкостных объектов) заменяется конденсатором с малыми потерями. В частности, из декларируемых производителем прибора Keysight E4991A данных следует, что при такой калибровке погрешность измерения добротности объекта емкостью 2 пФ на частоте 1 ГГц уменьшается в 15 раз.

Наши исследования, однако, показали, что вышеперечисленных мер недостаточно для достижения приемлемой погрешности измерения поляризационных потерь порядка 10^{-4} . На рис. 3 представлены результаты измерения тангенса угла потерь D меры емкостной добротности из набора мер Keysight 16195B на частоте 50 МГц. Для минимизации случайной погрешности измерения каждый результат измерения получен усреднением 8000 наблюдений. Видно, что эта погрешность по большей части относительно медленно меняется (дрейфует) без выраженной закономерности. Измерения выполнялись в одном из поме-

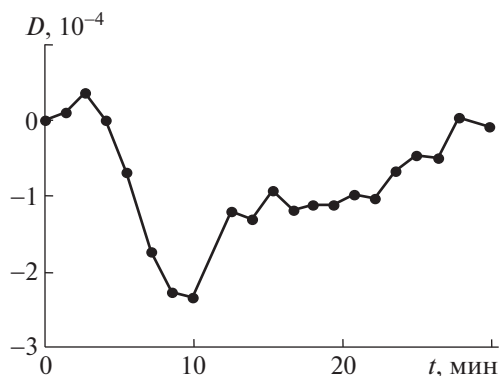


Рис. 3. Зависимость от времени погрешности измерения тангенса угла потерь меры емкостной добротности на частоте 50 МГц.

щений АО “НИИПП” без кондиционирования воздуха, экранирования и дополнительной стабилизации напряжения питания измерительного прибора. Наибольшая скорость дрейфа (в пересчете на тангенс потерь) в этой реализации составляет $0.65 \cdot 10^{-4}$ /мин. Для измерения с заданным усреднением и заменой объекта измерения (конденсатор с малыми потерями/диод с измерительным столиком) требуется время около 70 с. Следовательно, дрейфовая погрешность в этих условиях может составлять до $0.76 \cdot 10^{-4}$.

Для снижения дрейфовой погрешности измерения воспользуемся методикой на основе динамической калибровки. Проблема компенсации дрейфа (динамического смещения) измерительных приборов часто возникает в различных измерительных задачах [12–14]. При этом используются различные методы компенсации, которые, по сути, являются вариациями динамической калибровки [15, 16]. Для рассматриваемой задачи наиболее подходящим методом представляется регулярное переключение меры и объекта измерения. Такой подход используется, например, в радиометрах [17] для устранения погрешности дрейфа усилителей и смесителей. Во-первых, это позволит контролировать скорость дрейфа погрешности и исключить временные интервалы с быстрым дрейфом из обработки. Во-вторых, расчет текущей дрейфовой погрешности может быть выполнен путем интерполяции между погрешностями измерения как до, так и после измерения исследуемого объекта. Это позволит использовать в дальнейших расчетах оценку значения дрейфовой погрешности в момент измерения потерь в объекте. В-третьих, поскольку такой подход позволяет исключить медленно изменяющуюся составляющую погрешности путем аппроксимации, остаточную погрешность (невязку аппроксимации) можно априори считать нормально распределенной. Для нескольких таких

измерений мы можем оценить доверительный интервал результата измерения, используя коэффициент Стьюдента.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ДЛЯ ВЫБРАННОГО ОБЪЕКТА

Реализация предложенного метода измерения применительно к выбранному диоду имеет несколько особенностей.

В принципе калибровка с использованием конденсатора с малыми потерями вместо меры короткого замыкания уже предусмотрена штатно в приборе Keysight E4991A (в комплект калибровочных мер Keysight 16195B входит конденсатор с малыми потерями), однако в программном обеспечении прибора она используется только на частотах выше 400 МГц. Поскольку измерения поляризационных потерь выполняются на частоте 50 МГц, измерения проводились прибором Keysight E4991A с отключенной штатной калибровкой. Внесение поправок в результат измерения на основе калибровки выполнялось при обработке результатов измерения.

Вариант для проведения измерений устанавливался в измерительный столик Keysight 16192A. Поскольку измерения проводились без использования штатных средств калибровки, компенсация передаточных свойств столика выполнялась также по завершении измерений. Использованная модель столика включает в себя параллельную емкость на входе для подключения к измерителю (разъем APC-7) величиной 0.679 пФ и индуктивность пружинного вывода для подключения объекта измерения (4.5 нГн). Этот вывод также обладает существенным сопротивлением, которое зависит от частоты по закону скин-эффекта как $0.12\sqrt{f}/200$ МГц Ом.

Для реализации динамической калибровки в качестве меры емкостной добротности использован конденсатор с малыми потерями из набора калибровочных мер Keysight 16195B. Емкость данной меры составляет 1.91 пФ на частоте 50 МГц и 1.92 пФ на частоте 400 МГц (рост действующей емкости с частотой связан с влиянием индуктивности обкладок и выводов конденсатора).

На рис. 4 позицией 1 обозначены измерения последовательного сопротивления потерь $r(t)$ столика с варикапом как функции времени. Измерения последовательного сопротивления потерь меры с малыми потерями (т.е., фактически, дрейфовая погрешность измерения $\Delta r(t)$) обозначены позицией 2. Между этими измерениями выполнена интерполяция кубическим сплайном (сплошная кривая). Текущее значение дрейфовой погрешности Δr определено по этой интерполяции в момент времени, когда выполнено изме-

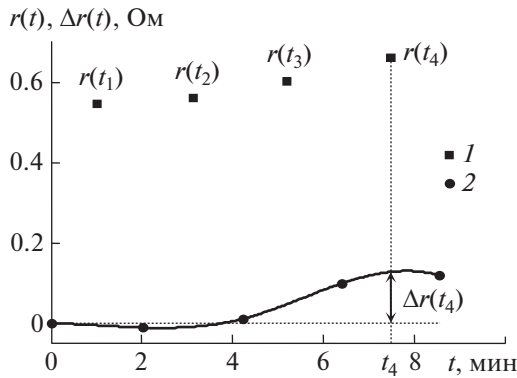


Рис. 4. Последовательное сопротивление r столика с варикапом (1), погрешность измерения Δr последовательного сопротивления меры емкостной добротности (2) и ее аппроксимация (сплошная линия) на частоте 50 МГц.

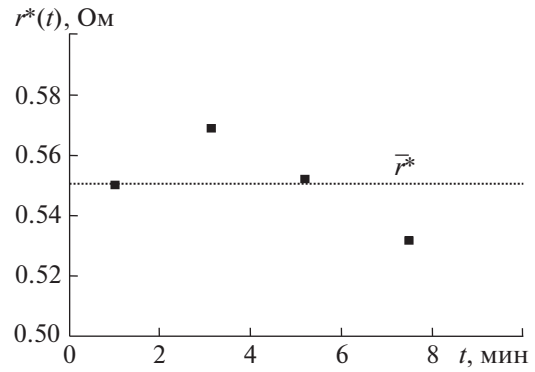


Рис. 5. Последовательное сопротивление потерь r^* столика с варикапом с исключенной дрейфовой погрешностью (частота 50 МГц). Пунктирной линией показан результат измерения последовательного сопротивления потерь \bar{r}^* (среднее арифметическое четырех наблюдений).

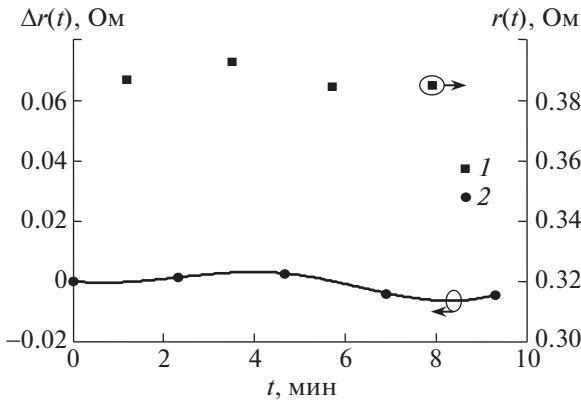


Рис. 6. Последовательное сопротивление r столика с варикапом (1), погрешность измерения Δr последовательного сопротивления меры емкостной добротности (2) и ее аппроксимация (сплошная линия) на частоте 400 МГц.

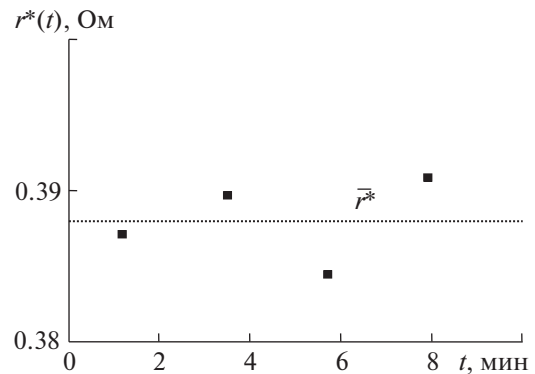


Рис. 7. Последовательное сопротивление потерь r^* столика с варикапом с исключенной дрейфовой погрешностью (частота 400 МГц). Пунктирной линией показан результат измерения последовательного сопротивления потерь \bar{r}^* (среднее арифметическое четырех наблюдений).

рение r . На рис. 4 пунктирной линией показан пример для четвертого по счету измерения $r(t_4)$. Измерения выполнены на частоте 50 МГц.

Измерение с исключенной дрейфовой погрешностью обозначим как r^* : $r^*(t) = r(t) - \Delta r(t)$. На рис. 5 приведены четыре значения r^* , полученные в разные моменты времени. Пунктирной линией обозначен результат измерения последовательного сопротивления потерь \bar{r}^* (среднее арифметическое четырех наблюдений). Получается, что на частоте 50 МГц $r^* = 0.551$ Ом. С учетом емкости столика с варикапом (она равна емкости меры 1.91 пФ) пересчитаем измеренный импеданс к точке подключения варикапа (с учетом модели столика): получим емкость варикапа 1.23 пФ и последовательное сопротивление потерь $r_s^* = 1.263$ Ом.

Аналогичные измерения потерь столика с варикапом на частоте 400 МГц представлены на рис. 6, 7. Последовательное сопротивление потерь \bar{r}^* составляет 0.388 Ом, а пересчет к точке подключения варикапа с учетом модели столика дает значение 0.758 Ом. Как описано в разд. 3, это измерение понимается как измерение r_s .

Параллельное (дифференциальное) сопротивление p - n -перехода R_j определено измерителем импеданса Keysight E4980A при постоянном смещении -9.18 В и напряжении тестового синусоидального сигнала 1 В. Частота тестового сигнала выбрана минимально возможной для указанного прибора (20 Гц) с целью уменьшения шунтирующего действия емкости варикапа. Получено, что кондуктанс варикапа составляет 1.408 нСм. Вычислив обратную величину, найдем параллельное

сопротивление варикапа на нижних частотах $R_j = 710$ МОм. В соответствии с формулой (1) и с учетом емкости варикапа (1.24 пФ) получаем эквивалентное последовательное сопротивление $p-n$ -перехода на частоте 50 МГц, равное $r_j = 9.28$ мОм.

Далее по формуле (2) находим последовательное сопротивление, характеризующее потери на поляризацию, $r_p = 0.496$ Ом, а по формуле (3) – тангенс угла потерь на поляризацию в ОПЗ – $D_p = 1.92 \cdot 10^{-4}$.

Для получения погрешности измерения D_p нужно учесть погрешность измерения всех слагаемых в формуле (2). Доверительные границы погрешности для \bar{r}_Σ^* и \bar{r}_s^* , вычисленные из среднего квадратического отклонения r_Σ^* и r_s^* (см. рис. 5 и 7) с учетом коэффициента Стьюдента (для доверительной вероятности 0.95), равны соответственно ± 0.058 и ± 0.011 Ом. Основной составляющей погрешности измерения r_j является аддитивная к кондуктансу объекта измерения погрешность. Постоянная систематическая составляющая этой погрешности устраняется при калибровке, а дрейфовая, как показывают наблюдения, не усматривается на фоне случайной. Случайная погрешность при использованных условиях измерения (режим “long” с усреднением 256 отсчетов (настройки Keysight E4980A) с дальнейшим усреднением 19 наблюдений) составила ± 0.09 мОм.

Погрешности измерения r_Σ , r_s и r_j являются случайными, нормально распределенными, поэтому общую погрешность измерения r_p находим как корень квадратный из суммы их квадратов. Окончательно имеем $r_p = 0.50 \pm 0.06$ Ом или $D_p = (1.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Классический подход к расчету добротности обратносмещенных $p-n$ -переходов учитывает лишь два фактора потерь – потери в пассивной части диода и потери, связанные с проводимостью $p-n$ -перехода. Однако существенное значение имеет и третий фактор потерь – потери на поляризацию полупроводникового материала в ОПЗ.

Измерения потерь на поляризацию в готовых диодах встречают большие технические трудности в связи с их малой величиной (порядка 10^{-4}), а также с одновременным наличием двух других упомянутых источников потерь. Кроме того, вклад потерь на поляризацию в диодах существует до частот порядка 100 МГц, что исключает применение для точного измерения потерь высокочастотных резонансных камер или коаксиальных линий. Единственным подходящим методом, как представляется, является метод сравнения с ме-

рами емкостной добротности, в частности, с конденсаторами с малыми потерями.

Эксперименты показывают, что приемлемую погрешность измерения (около $\pm 16\%$) можно получить, если использовать для сравнения меры и объекта измерители импеданса общего применения (например, Keysight E4991A), проводя измерения в обычных лабораториях, но при этом требуется регулярное многократное переключение объекта и меры для исключения дрейфовой погрешности.

Полученное значение тангенса угла потерь на поляризацию легированного арсенида галлия $(1.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$ на частоте 50 МГц, является, по нашим сведениям, первым селективным измерением поляризационных потерь в данном частотном диапазоне для готового диода.

Отметим, что ничто в данном методе не связано с конкретными особенностями конструкции варикапа, поэтому метод применим для самых разных варикапов, в том числе с различными емкостями. Единственное, что принципиально требуется для реализации данного метода, – это мера емкостной добротности с емкостью, входящей в диапазон перестройки емкости варикапа.

Результаты селективного (на фоне других факторов) измерения потерь на поляризацию в готовых диодах могут иметь двойное применение. Во-первых, они могут быть использованы на этапе проектирования диодов для более точного предсказания их добротности. Во-вторых, такие измерения могут использоваться для диагностики качества изготовления диодов. Повышенное значение этого вида потерь может свидетельствовать о наличии неприемлемых дефектов (в том числе латентных) в окрестности границ p - и n -областей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-29-00605.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Norwood M.H., Shatz E.* // Proc. IEEE. 1968. V. 56. № 5. P. 788.
<https://doi.org/10.1109/PROC.1968.6408>
2. *Barrera J.S., Curby R.C., DeFevere D.C., Kwan F.S., Nevin L.J., Solomon R.* // 6th European Microwave Conference. Rome, Italy, 14–17 September 1976. P. 14.
<https://doi.org/10.1109/EUMA.1976.332237>
3. *Poplavko Y.M.* Electronic Materials. Principles and Applied Science. Oxford, United Kingdom: Elsevier, 2019.
<https://doi.org/10.1016/C2017-0-03281-0>
4. *Krupka J., Mouneyrac D., Hartnett J.G., Tobar M.E.* // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. 2008. V. 56. № 5. P. 1201.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.2008.921652>

5. Courtney W.E. // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. 1977. V. 25. № 8. P. 697.
6. Малаховский О.Ю., Гуцин С.М., Фотина Л.В., Скотников Н.В., Скробов Е.В. Патент РФ 165025 U1, МПК H01L 29/93 // Оpubл. 27.09.2016. Бюл. № 27.
<https://new.fips.ru/Archive4/PAT/2016FULL/2016.09.27/DOC/RUN-WU1/000/000/000/165/025/DOCUMENT.PDF>
7. Baker-Jarvis J., Geyer R.G., Grosvenor J.H., Jr., Janezic M.D., Jones C.A., Riddle B., Weil C.M., Krupka J. // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. 1998. V. 5. № 4. P. 571.
8. Resonant Coaxial-Line. Model 34A. Instruction Manual. Boonton Electronics Corp. Parsippany, New Jersey, USA, 2002.
http://ftb.ko4bb.com/manuals/23.106.56.14/Boonton_34A_Resonant_Coaxial_Line_Manual.pdf
9. ГОСТ 18986.19–73. Варикапы. Метод измерения добротности. М.: ИПК Изд-во стандартов, 2004.
10. Семенов Э.В., Малаховский О.Ю. // Докл. Томск. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники. 2018. Т. 21. № 4. С. 11.
<https://doi.org/10.21293/1818-0442-2018-21-4-11-16>
11. Yonekura T. // 10th IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference. Hamamatsu, Japan, 10–12 May 1994. P. 1004.
<https://doi.org/10.1109/IMTC.1994.351935>
12. Shi L., He Y., Li B., Wu Y., Huang Y., Cheng T. // IEEE Trans. Instrumentation and Measurement. 2019. V. 68. № 9. P. 3244.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2018.2878073>
13. Zhang L., Zhang D. // IEEE Trans. Instrumentation and Measurement. 2015. V. 64. № 7. P. 1790.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2014.2367775>
14. Wang C. // IEEE Trans. Instrumentation and Measurement. 2015. V. 64. № 7. P. 1994.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2014.2377991>
15. Zakrzewski J., Wróbel K. // IEEE Trans. Instrumentation and Measurement. 2002. V. 51. № 6. P. 1358.
<https://doi.org/10.1109/TIM.2002.808030>
16. Morawski R.Z., Podgórski A., Sutkowski K. // IEEE Trans. Instrumentation and Measurement. 1992. V. 41. № 6. P. 881.
<https://doi.org/10.1109/19.199426>
17. Janik D. // IEEE Trans. Instrumentation and Measurement. 1983. V. 32. № 1. P. 232.
<https://doi.org/10.1109/TIM.1983.4315048>

ЛАБОРАТОРНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 681.7.064.3+535.243

**ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ
ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ ФЭУ-175, ФЭУ-186 С ДЖИТТЕРОМ 0.4 нс**

© 2023 г. Ф. А. Ермалицкий^{a,*}, К. Ф. Ермалицкая^b, В. Н. Лукьянов^c, А. Н. Вязников^c,
Р. В. Кирпиченко^c, Г. А. Мамаева^c, А. Е. Радько^a, М. П. Самцов^{a,**}, О. А. Филипова^c

^aИнститут прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ

Беларусь, 220062, Минск, ул. Курчатова, 7

^bБелорусский государственный университет

Беларусь, 220050, Минск, просп. Независимости, 4

^cЦНИИ “Электрон”

Россия, 194223, Санкт-Петербурге, просп. Тореза, 68, Литер Р

*e-mail: f.ermalitski@gmail.com

**e-mail: samtsov@mail.ru

Поступила в редакцию 19.05.2022 г.

После доработки 15.06.2022 г.

Принята к публикации 05.09.2022 г.

Представлены результаты исследований временных характеристик (счетных, распределений амплитуд одноэлектронных импульсов, разброса времени прохождения сигналов (джиттера) при воздействии излучением пикосекундных диодных лазеров в спектральном диапазоне 405–780 нм) быстродействующих фотоумножителей ФЭУ-175 и ФЭУ-186 производства АО ЦНИИ “Электрон” (Санкт-Петербург). ФЭУ-175 и ФЭУ-186 соответственно оснащены бищелочным и мультищелочным фотокатодами, их рабочий спектральный диапазон составляет 250–650 и 250–800 нм соответственно. Усиление сигналов обеспечивает 14-диодная система умножения, при этом время нарастания импульсной характеристики ФЭУ не превышает 1.5 нс, а джиттер составляет около 0.4 нс. Данные ФЭУ могут использоваться в качестве фотодетекторов в одноквантовых кинетических спектрометрах с субнаносекундным разрешением и в других быстродействующих оптоэлектронных регистраторах.

DOI: 10.31857/S0032816223010147, EDN: PVAFCP

Разрешающая способность и точность оптической спектрометрии ограничивается в настоящее время параметрами используемых фотодетекторов, что особенно характерно для одноквантовой кинетической флуориметрии [1, 2]. Так, разрешающая способность приборов времякоррелированного счета фотонов ограничена дисперсией времени прохождения сигналов Dt_j (джиттером) в умножительной системе фотоприемников. В качестве фотодетекторов одноквантовых флуориметров в большинстве случаев используются вакуумные фотоумножители [3, 4], лучшие из которых имеют джиттер 0.15–0.2 нс и заметно превосходят микроканальные, гибридные и твердотельные ФЭУ по обнаружительной способности и отношению сигнал/шум.

Нами были исследованы временные характеристики быстродействующих фотоумножителей ФЭУ-175 (№ 60, дата изготовления 11.2018 г.) и ФЭУ-186 (№ 36, дата изготовления 05.2017 г.) производства АО ЦНИИ “Электрон” (Санкт-Петербург). Данные приборы оснащены соответ-

ственно бищелочным и мультищелочным фотокатодами, их рабочий спектральный диапазон составляет 250–650 и 250–800 нм соответственно. Усиление сигналов обеспечивает 14-диодная система умножения, при этом время нарастания импульсной характеристики ФЭУ не превышает 1.5 нс.

Измерения временных характеристик были выполнены при использовании вышеуказанных фотоумножителей в качестве фотодетекторов одноквантового кинетического спектрометра ФЛУ-ОР с рабочим диапазоном от 0.1 нс до 100 мкс, его функциональная схема приведена на рис. 1.

Одноквантовый фотоприемник (ОФП), в составе которого исследовались фотоумножители ФЭУ-175, ФЭУ-186, имел цилиндрический металлический корпус и содержал устройство стыковки с монохроматором, короткофокусную собирающую линзу, фотодетекторный и электронный отсеки. В фотодетекторном отсеке расположен ФЭУ, а в электронном – перестраиваемый делитель на-

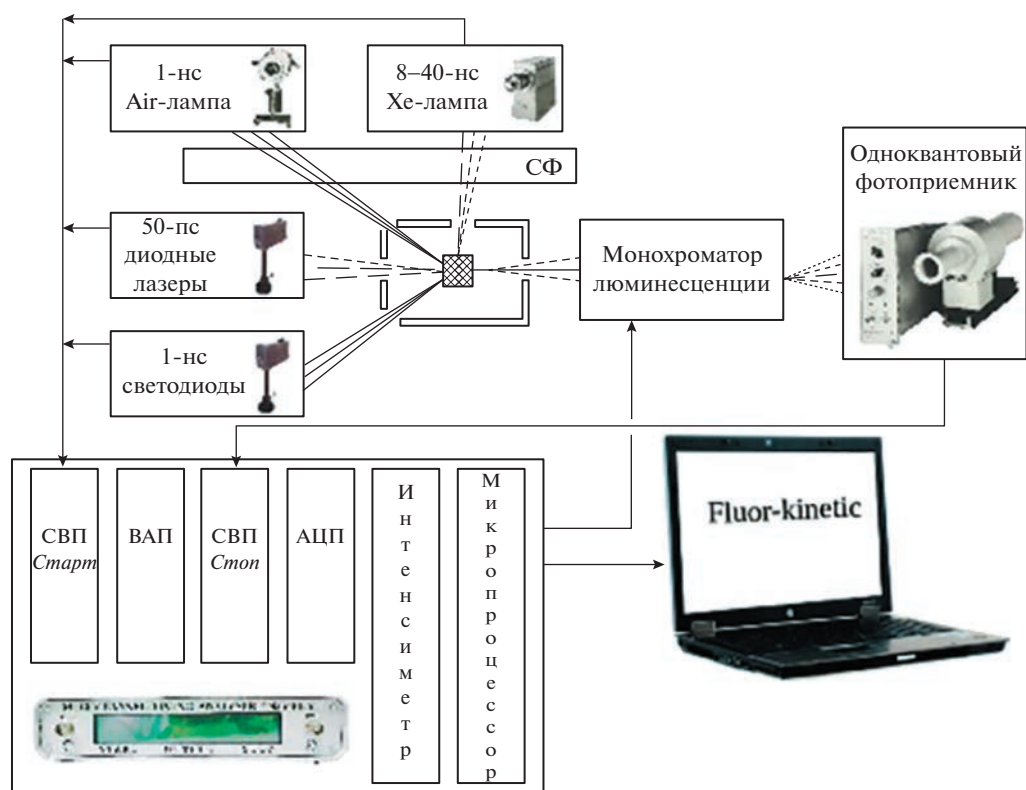


Рис. 1. Функциональная схема одноквантового кинетического спектрометра ФЛУОР. СВП – схема временной привязки сигналов, СФ – светофильтры; ВАП – времяамплитудный преобразователь.

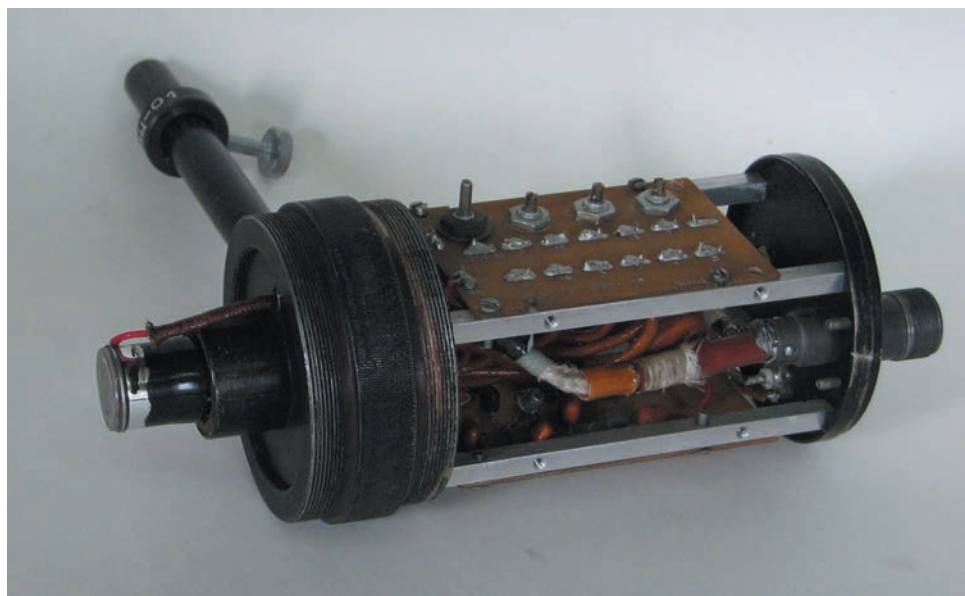


Рис. 2. Внешний вид одноквантового фотоприемника на основе ФЭУ-175, ФЭУ-186.

пряжения питания фотоумножителя и малошумящий импульсный усилитель. На задней панели установлены высоковольтный, 4-штырьковый низковольтный и два радиочастотных разъема.

Для крепления ОФП в оптической системе спектрометра предусмотрена специальная металлическая стойка. Внешний вид ОФП на основе данных ФЭУ приведен на рис. 2.



Рис. 3. Плата первичной обработки одноэлектронных сигналов ФЭУ, включающая в себя усилитель и временную привязку к постоянной части импульса. Размер платы 81 × 51 мм.

В ряде модификаций ОФП комплектуется более совершенной платой первичной обработки одноэлектронных сигналов, которая содержит импульсный усилитель и схему временной привязки к постоянной части импульса [5]. Такая компоновка повышает помехоустойчивость как самого фотоприемного устройства, так и кинетического спектрометра в целом. В последних вариантах ОФП входной усилитель выполнен на быстродействующем операционном усилителе AD8000 с токовой обратной связью по схеме преобразователя ток–напряжение с коэффициентом 0.5 мА/В. Это позволило уменьшить влияние паразитных емкостей на входной сигнал и обеспечить хорошую помехозащищенность при простоте и надежности схемы (рис. 3).

Для измерения временных характеристик ФЭУ в качестве источников коротких световых импульсов применялись разработанные в Белорусском государственном университете компактные пикосекундные диодные лазеры, предназначенные для широкого класса оптоэлектронных устройств [6]. В силу важности хроматических зависимостей временных характеристик ФЭУ было использовано излучение пяти лазеров в спектральном диапазоне 405–780 нм с длительностями импульсов на полувисоте: 70 пс (405 нм); 120 пс (460 нм); 130 пс (514 нм); 90 пс (650 нм); 180 пс (780 нм). Эти источники света состоят из блока оптического излучателя и внешнего блока питания и работают в режиме как внутреннего, так и

внешнего запуска. Достоинством данных лазеров являются компактность, а также низкие уровни питания (12 В) и потребляемой мощности (3 Вт). Их внешний вид представлен на рис. 4.

Временные характеристики фотоумножителей оценивались при использовании их в качестве фотодетекторов в одноквантовом кинетическом спектрометре ФЛУОР диапазона 0.1 нс–100 мкс. Организацию измерений и электронную обработку сигналов в спектрометре осуществлял компактный электронный блок, реализующий измерения кинетики повторяющихся световых процессов в режиме времякоррелированного счета фотонов [7]. Данный блок может быть использован для измерения кинетики различных видов люминесценции (при ламповом, лазерном, рентгеновском и других типах возбуждения), а также динамики свечения разных световых объектов (гетероструктур и т.п.). Прибор выполнен в малогабаритном блочном корпусе Unicase SL-3 фирмы Metcase (рис. 5).

Электронный блок содержит полный набор функциональных схем, обеспечивающих организацию измерений кинетики световых процессов в режиме времякоррелированного счета фотонов. Он осуществляет обработку сигналов от первичных источников возбуждения (искровых ламп, лазеров, рентгеновских пушек и др.) и от одноквантовых детекторов вторичного свечения — люминесценции и т.п.; селекцию и преобразование статистического потока временных интерва-



Рис. 4. Пикосекундные диодные лазеры в двух компоновках (один из блоков для наглядности изображен со снятой боковой крышкой).



Рис. 5. Компактный электронный блок времякоррелированного счета фотонов одноквантового спектрометра ФЛУОР в корпусе Unicas SL-3.

лов в цифровой код и передачу информации в компьютер. Данный блок в комплекте с компьютером представляет собой многоканальный временной анализатор типа старт–стоп.

В состав электронного блока входят следующие электронные схемы:

1) схема временной привязки (СВП, см. рис. 1) сигналов *старт* (от источников возбуждения: искровых ламп, лазеров, рентгеновских пушек и др.), работающая по методу дифференцирования;

2) СВП сигналов *стоп* от одноквантовых фотоприемников, работающая по методу фиксации постоянной части импульса;

3) схема цифровой задержки сигнала *старт* в диапазоне 1–100 нс (для компенсации задержки сигнала *стоп* в одноквантовом фотоприемнике);

4) 11-диапазонный преобразователь время–амплитуда (ВАП) типа старт–стоп с системой отбора парных старт–стоп-событий и рабочими временными интервалами от 50 нс до 100 мкс;

5) 14-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП);

6) 20-разрядный жидкокристаллический индикатор для одновременного отображения частоты старт-, стоп- и парных коррелированных событий;

7) USB-канал связи с компьютером (могут устанавливаться Ethernet, Bluetooth, Wi-Fi).

Функционирование блока обеспечивает пакет прикладных программ. Рабочие диапазоны временных измерений электронного блока 50, 100, 200, 500 нс, 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100 мкс; максимальная частота регистрируемых парных коррелированных сигналов 50 кГц; достижимая дифференциальная нелинейность временной шкалы 1%; разрешение во времени для электрических сигналов 20 пс (для диапазона 50 нс).

С точки зрения разработчиков и пользователей однофотонной времяизмерительной аппаратуры на основе ФЭУ, важнейшими параметрами фотоумножителей являются:

а) обнаружительная способность (в частности, отношение сигнал/ шум);

б) разрешение во времени:

– аналоговое (длительность импульсной характеристики),

– хроноскопическое (точность фиксации временного положения детектируемых сигналов – джиттер Dt_j).

При формально достаточно большой номенклатуре предлагаемых производителями фотоумножителей в реалии в силу целого ряда объективных причин потребителям приходится эксплуатировать доступные приборы, максимально подходящие для конкретных приборных реализаций. В частности, во многих случаях в одноэлектронном режиме используются быстродействующие фотоумножители, для которых данный режим нормативно не детерминирован.

На практике сложился эксплуатационный критерий реализации высокой обнаружительной способности ФЭУ: рабочее напряжение $U_{фэу}$ должно соответствовать середине счетной характеристики ФЭУ, а порог дискриминации одноэлектронных импульсов $U_{он-д}$ – локальному минимуму в распределении амплитуд одноэлектронных импульсов (между обратноэкспоненциальной ветвью шумовой компоненты импульсов и сигнальным одноэлектронным пиком).

Вместе с тем, у ряда быстродействующих фотоумножителей с острой фокусировкой электронных лавин, в частности у ФЭУ-87, распределение сигнальных одноэлектронных импульсов имеет обратноэкспоненциальный вид, как и шумовая компонента. Как итог, распределения амплитуд одноэлектронной и шумовой компонент достаточно сильно накладываются друг на друга,

и это усложняет алгоритм выбора порога дискриминации $U_{он-д}$, а следовательно, и всей процедуры оптимизации рабочего режима ФЭУ.

Уровень шумовых импульсов фотоприемника в целом определяет пороговые характеристики детектирования. Главными составляющими шумовых импульсов являются:

– тепловой шум, вызванный тепловыми флуктуациями носителей заряда;

– дробовой шум источника излучения и фона;

– флуктуационный шум, обусловленный статистической природой усиления сигнала;

– шум последующей электронной цепи.

В рамках уже сложившихся на практике реалий по асимметричному распределению потенциалов в катодной камере и на диодных промежутках, а также по подбору оптимальных рабочего напряжения питания $U_{фэу}$ и порога дискриминации $U_{он-д}$ были выполнены измерения следующих характеристик ФЭУ-175, ФЭУ-186:

а) распределения амплитуд одноэлектронных сигналов;

б) счетные распределения;

в) дисперсия времен прохождения сигналов (джиттера Dt_j).

Распределение амплитуд одноэлектронных сигналов $N_{раои} = N(U_{ои})$, т.е. распределение числа зарегистрированных импульсов с амплитудой $U_{ои}$, измерялось для случая, когда делитель напряжения питания ФЭУ был оптимизирован на минимальное значение джиттера Dt_j . Измерения проводились методом пошаговой дискриминации амплитуд $U_{ои}$. Типичные измеренные интегральные распределения амплитуд одноэлектронных сигналов данных фотоумножителей представлены на рис. 6.

Согласно рис. 6, шумовая и одноэлектронная компоненты сигнала фотоумножителей ФЭУ-175 и ФЭУ-186 накладываются друг на друга, что является следствием острой фокусировки электронных лавин. Одноэлектронный пик при этом практически не наблюдается, что усложняет выбор оптимального порога дискриминации $U_{он-д}$.

Счетное распределение $N_{ои} = N(U_{фэу})$ числа одноэлектронных импульсов $N_{ои}$ как функция рабочего напряжения фотоумножителя $U_{фэу}$ измерялось для ФЭУ-175 и ФЭУ-186 при трех фиксированных порогах дискриминации $U_{он-д}$: 25, 50 и 75 мВ. Счетные характеристики были измерены как при стандартном включении фотоумножителей, так и при отключенном фотокатоде – с подачей питания на 1-й диод, что позволяет оценить вклад диодных шумов (рис. 7). Из представленных результатов видно, что у обоих приборов имеется плато счетной характеристики протя-

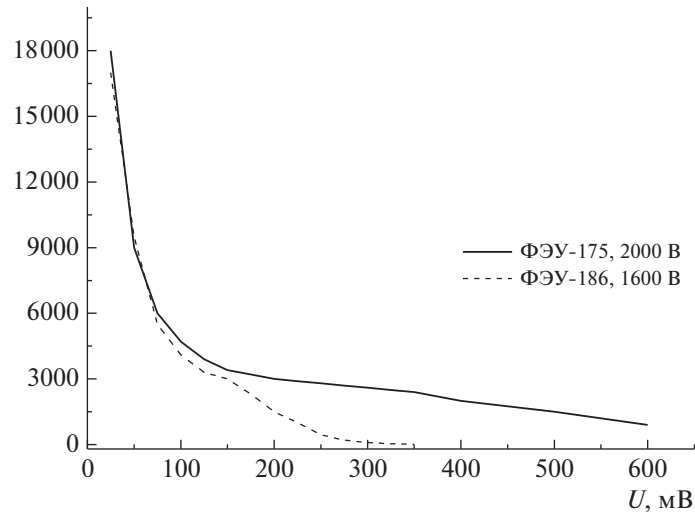


Рис. 6. Интегральные распределения амплитуд одноэлектронных импульсов ФЭУ-175, ФЭУ-186.

женностью примерно 200 В, хотя наклон этого плато достаточно существен.

Вид измеренных распределений амплитуд одноэлектронных сигналов и счетных характеристик (см. рис. 6 и 7) свидетельствует о том, что у обоих экземпляров фотоумножителей одноэлектронная компонента не имеет ярко выраженного пика и не отделена от шумовой компоненты. Это предполагает тщательность выбора как порога дискриминации $U_{\text{ои-д}}$, так и самого алгоритма фиксации временного положения одноэлектронных сигналов.

Временные и усилительные характеристики ФЭУ определяются процессами в его катодной камере и умножительной системе. Существующая взаимосвязь данных параметров вызвана самим механизмом формирования одноэлектронного сигнала, который представляет собой совокупность актов умножения отдельных электронных лавин. Вместе с тем данная взаимосвязь недостаточно жесткая, что может быть причиной несовпадения временных и счетных режимов работы фотоумножителей. Причинами разброса времен пролета отдельных электронных лавин ФЭУ могут служить 4 фактора:

- различие в начальных скоростях фотоэлектронов, вылетающих из фотокатода;
- разброс начальных скоростей фотоэлектронов по поверхности фотокатода;
- дисперсия времени пролета в умножительной системе;
- процессы выделения сигнала в анодной нагрузке.

В силу статистического процесса умножения электронов в диодной системе фотоумножителей их выходные одноэлектронные сигналы име-

ют существенный разброс по величине тока (или соответственно напряжению). Для минимизации влияния статистического разброса величины одноэлектронных импульсов на разрешение во времени кинетических спектрометров применяются схемы фиксации их временного положения – так называемые схемы временной привязки. В практике одноквантовой спектрометрии наиболее часто используют схемы временной привязки, работающие по методу фиксации постоянной части импульса. В данных электронных схемах одноэлектронные сигналы дискриминируются по амплитуде, и важнейшим аспектом, наряду с выбором рабочего напряжения фотоумножителя $U_{\text{фэу}}$, становится оптимизация порога дискриминации одноэлектронных импульсов $U_{\text{ои-д}}$.

Дисперсии времен прохождения сигнала Dt_j (джиттер) фотоэлектронных умножителей оценивались по длительности отклика на излучение описанных выше пикосекундных диодных лазеров с длительностью на полувысоте 70–180 пс. Собственное разрешение во времени электрических трактов спектрометра оценивалось в 40 пс, а погрешность измерения времени за счет соответствующей статистики отсчетов достигала 1%. За дисперсию Dt_j фотоумножителей в линейном приближении принималась величина

$$Dt_j = (t_r^2 - t_l^2 - t_{sp}^2)^{-1/2}, \quad (1)$$

где t_r – длительность на полувысоте измеренного спектрометром отклика на излучение лазера; t_l – полуширина импульса лазера; t_{sp} – джиттер электронных трактов спектрометра.

По результатам измерений установлено, что оба фотоумножителя, ФЭУ-175 и ФЭУ-186, обладают примерно одинаковыми дисперсионно-временными характеристиками. На рис. 8 представ-

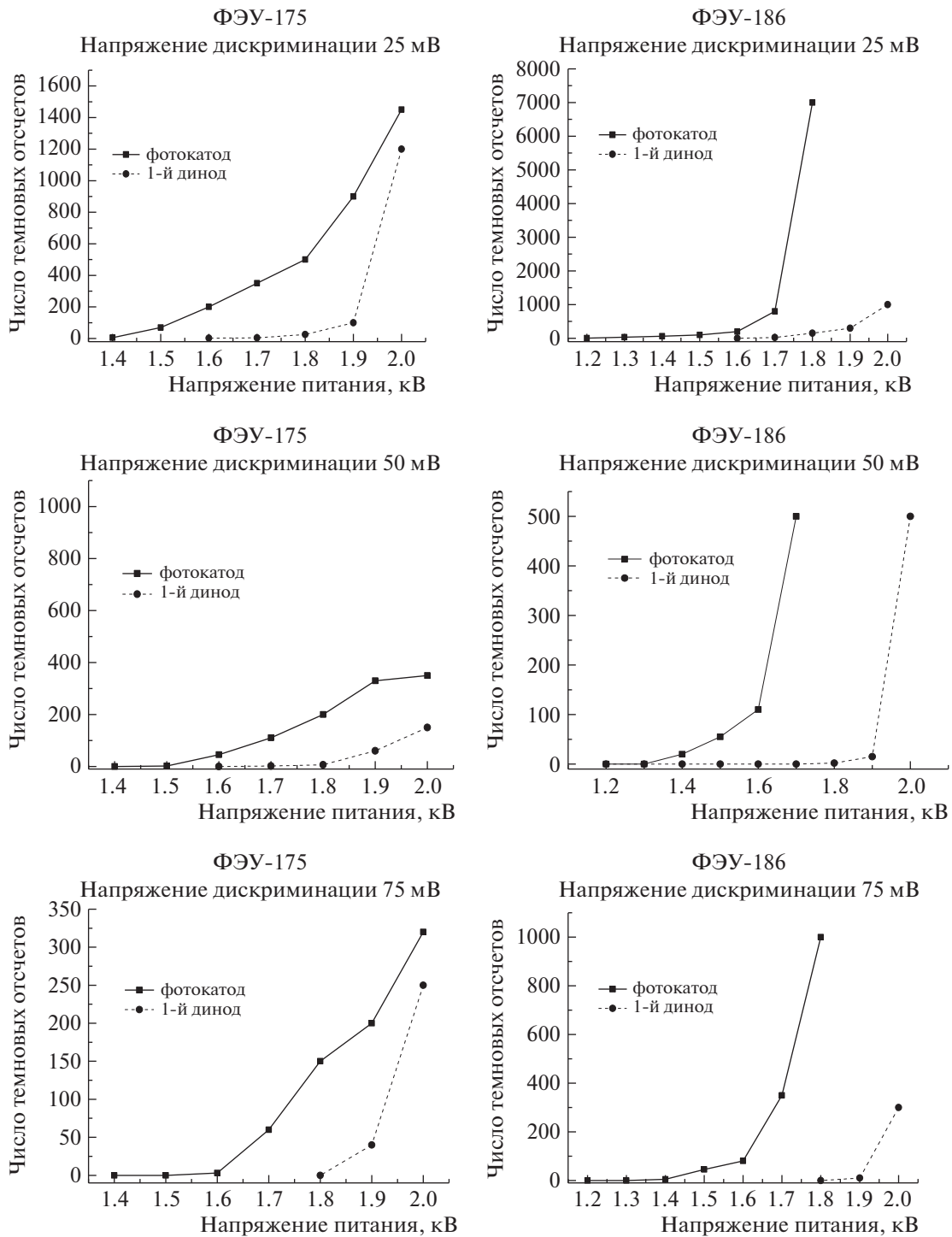


Рис. 7. Счетные характеристики фотоумножителей ФЭУ-175 и ФЭУ-186 при подключенном и отключенном (с подачей питания на 1-й диод) фотокатодах и разных напряжениях дискриминации амплитуд одноэлектронных импульсов $U_{\text{ои-д}}$: 25, 50 и 75 мВ.

лены зарегистрированные отклики ФЭУ-175 на излучение диодных лазеров с длинами волн 405 и 514 нм. Пересчет по формуле (1) для ФЭУ-175 на длине волны 514 нм дает величину джиттера Dt_r меньше 0.45 ± 0.05 нс.

Безусловный интерес представляют хроматические (спектральные) зависимости джиттера от длины волны детектируемого света. Они возникают вследствие флуктуаций времен пролета

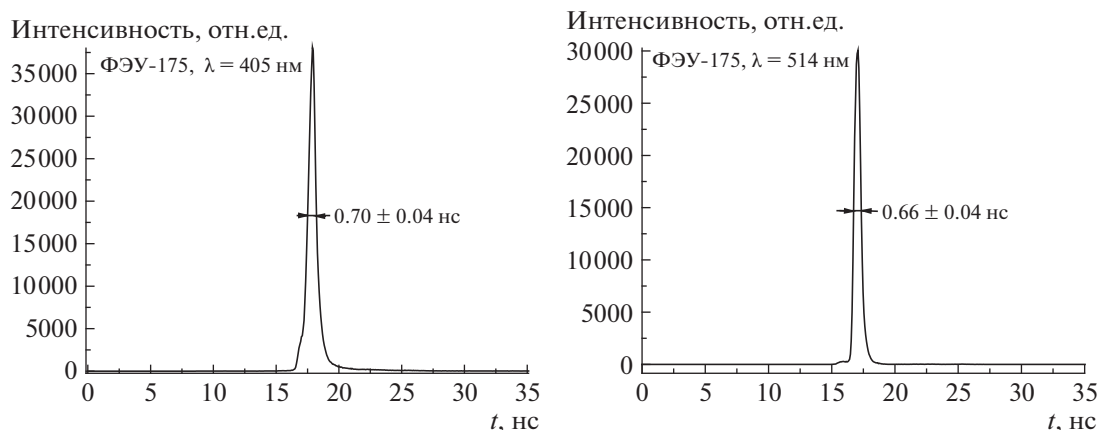


Рис. 8. Измеренные одноквантовым спектрометром с детектором ФЭУ-175 отклики на излучение диодных лазеров с длительностью на полувывоте 70 и 130 пс с длинами волн 405 и 514 нм.

электронов Dt_v , из-за разброса начальных скоростей фотоэлектронов Dv_0 :

$$Dt_v = mDv_0/(eE), \quad (2)$$

где m и e — соответственно масса и заряд электрона; E — напряженность электрического поля в промежутке фотокатод—1-й диод.

Хроматические флуктуации Dt_v являются следствием зависимости начальных скоростей фотоэлектронов Dv_0 от энергии (длины волны) падающего света. Для измерения флуктуаций Dt_v фотоумножителей ФЭУ-175, ФЭУ-186 были использованы диодные лазеры с длинами волн 405, 460, 514, 650 и 780 нм, их длительности составляли соответственно 70, 120, 130, 90 и 180 пс. Измерения показали, что у этих фотодетекторов джиттер для вышеуказанных длин волн изменялся незначительно — от 0.48 до 0.40 нс, что, вероятно, является следствием высокой напряженности E электрического поля у фотокатода, которое нивелирует флуктуации Dv_0 .

Таким образом, фотоумножители ФЭУ-175 и ФЭУ-186 были успешно использованы в качестве фотодетекторов в одноквантовых флуорометрах для измерения кинетики быстрой флуоресценции рентгеновских люминофоров CsPbBr₃ [8] и индотрикарбоцианиновых красителей в биологических растворах [9].

По результатам испытаний можно сделать выводы, что быстродействующие фотоэлектронные умножители ФЭУ-175 и ФЭУ-186 имеют хорошие временные параметры: время нарастания импульсной характеристики 1.5 нс, разброс времени прохождения сигналов ≤ 0.4 нс — и могут исполь-

зоваться в качестве фотодетекторов в одноквантовых кинетических спектрометрах с субнаносекундным разрешением и в других быстродействующих оптоэлектронных регистраторах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Demas J.N. Exited state lifetime measurements. NY., London: Academy Press, 1983. <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-208920-6.x5001-0>
2. Lakowicz J.R. Principles of fluorescence spectroscopy. 3rd ed. NY.: Springer, 2006. <https://doi.org/10.1007/978-0-387-46312-4>
3. Hamamatsu. Photomultiplier tubes. Hamamatsu Photonics K.K. 2016.
4. Ветохин С.С., Ермалицкий Ф.А., Мельников С.М., Суханин С.В., Шойтов М.А. // ПТЭ. 1998. № 2. Р. 5.
5. Ермалицкий Ф.А., Радько А.Е., Самцов М.П. // ПТЭ. 2020. № 6. С. 125. <https://doi.org/10.31857/S0032816220060051>
6. Воронай Е.С., Ермалицкая К.Ф., Ермалицкий Ф.А., Радько А.Е., Ржеуцкий Н.В., Самцов М.П. // ПТЭ. 2022. № 1. С. 100. <https://doi.org/10.31857/S003281622010232>
7. Воронай Е.С., Ермалицкий Ф.А., Каплевский К.Н., Радько А.Е. // ПТЭ. 2016. № 4. С. 156. <https://doi.org/10.7868/S0032816216040157>
8. Dendebera M., Chomodolskiy Ya., Gamernyk R., Antonyak O., Pashuk I., Myagkota S., Gnilitkiy I., Pankratov V., Visnovskiy V., Mykhaylyk V., Grinberg M., Voloshinovskii A. // Journal of Luminescence. 2020. V. 225. P. 117346. <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2020.117346>
9. Белько Н.В., Самцов М.П., Тихомиров С.А., Буганов О.В. // Журнал прикладной спектроскопии. 2020. Т. 87. № 5. С. 752. <https://doi.org/10.1007/s10812-020-01078-z>

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНЫХ ДВУХКОНТУРНЫХ ВИБРОЗАЩИТНЫХ УСТРОЙСТВ С ПОДАВЛЕННЫМ РЕЗОНАНСОМ НЕСУЩЕЙ ПЛИТЫ

© 2023 г. А. А. Трегубенко^{а,*}, В. А. Мелик-Шахназаров^а,
В. И. Стрелов^а, И. Ж. Безбах^а

^аФедеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН
Россия, 119333, Москва, Ленинский просп., 59

*e-mail: kmikran@spark-mail.ru

Поступила в редакцию 04.07.2022 г.

После доработки 09.08.2022 г.

Принята к публикации 02.09.2022 г.

Исследованы динамические характеристики активных виброзащитных устройств, состоящих из несущей плиты (установленной на упругих опорах), симметричной группы акселерометров, сервисных двигателей и электрических цепей, раздельно управляющих шестью модами колебаний плиты. Система характеризуется понижением фазы на 180° в области механического резонанса плиты и таким же понижением фазы, вызванным электромеханическим резонансом сервисных двигателей. Для того чтобы фазовые ограничения не снижали эффективность устройства (ширину активного диапазона частот, коэффициент пропускания вибраций), разработаны двухконтурные цепи управления, подавляющие резонанс несущей плиты. В таких устройствах достигаются следующие параметры: коэффициент пропускания шумов ≈ -60 дБ, активный диапазон частот 0.2–400 Гц для наземных лабораторных/цеховых применений и 0.02–200 Гц для применения на космических аппаратах.

DOI: 10.31857/S0032816223010251, EDN: PWGXDQ

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все чаще появляется необходимость в активных виброзащитных устройствах (АВЗУ), предназначенных для изоляции от вибраций аналитической и технологической аппаратуры в наземных лабораторных/цеховых условиях, а также для авиакосмических и транспортных применений. Для этой цели используются широко распространенные коммерческие устройства [1], основой которых является несущая плита, установленная на упругих опорах, а также группа акселерометров и сервисных двигателей, включенных в восемь электрических цепей управления. Такими устройствами подавляются все шесть мод колебаний несущей плиты, однако нижняя граница активного диапазона частот расположена вблизи 2 Гц, а максимальный коэффициент подавления 35–40 дБ достигается при ≈ 10 Гц, что для многих применений является недостаточным. Необходимо отметить, что граничная частота ≈ 2 Гц является “врожденным пределом” предлагаемых конструкций, поскольку при частотах ≤ 2 Гц инерционный сигнал акселерометра подавляется паразитным статическим

сигналом наклона, вызванным изменением проекции силы тяжести инерционной массы акселерометра на ось его чувствительности при наклонах плиты.

В работе [2] описана конструкция АВЗУ с ортогональной симметричной группой акселерометров и сервисных двигателей, включенных в электрические цепи для раздельного управления шестью модами колебаний несущей плиты. Это позволяет осуществить компенсацию паразитного сигнала наклона акселерометров так, что нижняя граница активного диапазона частот может быть понижена до ≈ 0.2 Гц, а максимальный коэффициент подавления вибраций увеличен до ≈ 60 дБ.

В работе [3] исследовалось влияние конструктивных элементов, дополняющих “базовую” модель АВЗУ, на ее эффективность и возможность адаптации к различным габаритам и массе защищаемых объектов, а также условиям эксплуатации. Было отмечено, что устойчивость цепей управления на границах заданного активного диапазона частот обеспечивается электрическими корректирующими звеньями. В то же время

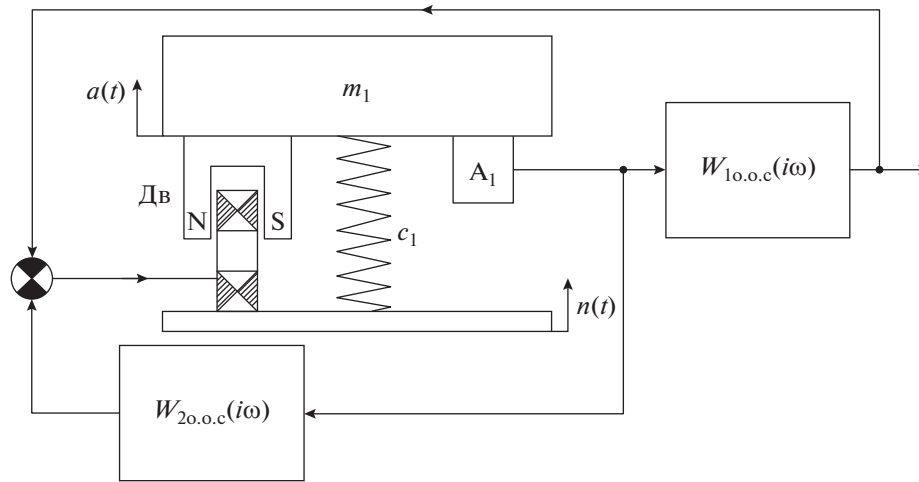


Рис. 1. Одномодовая схема конструкции АВЗУ с дополнительным контуром управления, предназначенным для подавления резонанса несущей плиты m_1 .

показано, что в актуальном диапазоне частот в цепи наблюдается понижение фазы на 360° , связанное с двумя резонансами: механическим резонансом несущей плиты и электромеханическим резонансом сервисного двигателя. Это создает фазовые ограничения, снижающие возможность корректировки цепей управления, что приводит к сужению (часто неприемлемому) активного диапазона частот.

В связи с этим были проведены исследования, которые показали, что добавление к цепи управления АВЗУ второго дополнительного контура, предназначенного для подавления резонансных колебаний несущей плиты, снимает указанные ограничения и дополняет устройство новыми важными характеристиками.

2. КОНСТРУКЦИЯ И СТРУКТУРНАЯ СХЕМА УСТРОЙСТВА С ДВУХКОНТУРНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ. ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ СХЕМА И ДИНАМИЧЕСКИЕ ЗВЕНЬЯ

Очевидно, что при конструировании АВЗУ с независимым управлением шестью модами колебаний несущей плиты [2] конструктивные и динамические характеристики шести одномодовых парциальных устройств могут быть рассчитаны отдельно.

Показанная на рис. 1 одномодовая конструкция устройства содержит дополнительный контур управления, предназначенный для подавления резонанса сервисного двигателя или несущей плиты (что является аналогичным, так как нагрузкой электродинамического преобразователя является импеданс плиты). Главная цепь управления включает в себя несущую плиту мас-

сой m_1 , которая опирается на упругий элемент c_1 . На плите установлен акселерометр A_1 и магнитная система электродинамического преобразователя – опорного магнитоэлектрического двигателя Дв (катушка которого установлена на опорной плите). Электрические цепи управления с функцией передачи $W_{1o.o.c}(i\omega)$ замыкают цепь отрицательной обратной связи, что подавляет передачу внешних вибраций $n(t)$ от опорной плиты к несущей. Подробно структурная схема и динамические звенья главного контура управления АВЗУ описаны в [3].

Второй контур управления, служащий для подавления резонанса несущей плиты, содержит акселерометр A_1 , электрические цепи обратной связи $W_{2o.o.c}(i\omega)$ и двигатель Дв. Следует отметить, что активное подавление резонанса подвижной системы электродинамических преобразователей с целью повышения их качества впервые было предложено В.С. Григорьевым и В.В. Фурдуевым в 1937 году (цитируется по [4, 5]).

На рис. 2 представлена структурная схема рассматриваемой конструкции АВЗУ, включающая, кроме основного, дополнительный контур управления. Первый, главный, контур управления (подробно исследован в [2]) представлен в замкнутом и разомкнутом (показан штриховой стрелкой) видах. Он состоит из следующих динамических звеньев: акселерометра A_1 , усилителя сигнала акселерометра K_A , электрических корректирующих цепей $W_{1o.o.c}(i\omega)$ и сервисного двигателя $W(i\omega)$. Функция передачи последнего определяется электрическим импедансом катушки электродинамического преобразователя $Z(i\omega)$, нагруженной механическим импедансом несущей плиты,

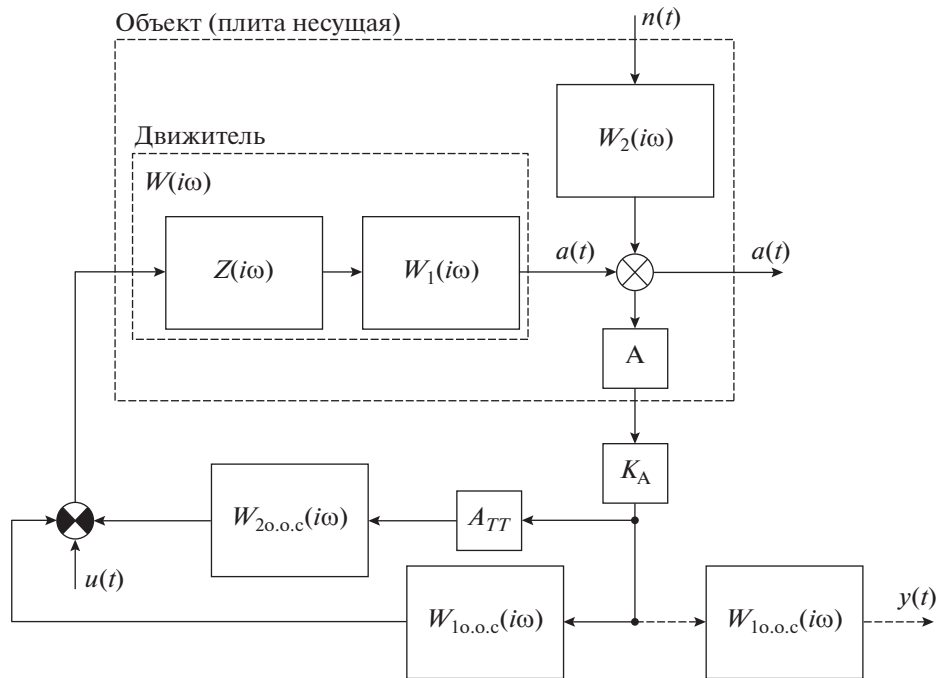


Рис. 2. Структурная схема однофазной конструкции АВЗУ с вторым, дополнительным, контуром управления, предназначенным для подавления резонанса несущей плиты. Штриховой стрелкой показан главный контур управления в разомкнутом состоянии.

установленной на упругих опорах $W_1(i\omega)$, и коэффициентом электромеханической связи преобразователя [3, 6]. Таким образом, во избежание разночтений следует отметить, что $W(i\omega)$, являющаяся по определению функцией передачи двигателя, в рассматриваемой конструкции непосредственно описывает движение несущей плиты.

Динамическое звено $W_2(i\omega)$, подключенное к главному контуру управления, представляет собой параллельный резонанс плиты (установленной на упругие опоры), входным сигналом которого, как видно из рис. 1, является смещение свободного (опорного) конца упругого элемента $n(t)$. В последовательном резонансе плиты $W_1(i\omega)$ входным сигналом является сила, приложенная электродинамическим преобразователем к массе m_1 . Как видно из структурной схемы на рис. 2, звено $W_2(i\omega)$, не входящее в замкнутый контур управления, представляет собой фильтр входного (внесенного) сигнала $n(t)$ виброзащитного устройства [3].

Второй контур управления, собственно предназначенный для подавления резонансных колебаний плиты, содержит следующие динамические звенья: акселерометр А, усилитель сигнала акселерометра K_A , аттенюатор A_{TT} , корректирующие электрические цепи $W_{2o.o.c}(i\omega)$ и собственно сервисный двигатель $W(i\omega)$.

3. ПОДАВЛЕНИЕ РЕЗОНАНСА НЕСУЩЕЙ ПЛИТЫ ТИПИЧНОГО АКТИВНОГО ВИБРОЗАЩИТНОГО УСТРОЙСТВА

Далее, без ущерба для понимания общих закономерностей, приведем расчет рассматриваемого устройства для конкретного экспериментального макета АВЗУ [3, 6]. Кривая модуля функции передачи двигателя $|W(i\omega)|$ на рис. 3 получена для макета с несущей плитой массой ≈ 23 кг, установленной на четырех пружинах с податливостью $c = 5.5 \cdot 10^{-6}$ м/Н. Электродинамические преобразователи состоят из установленных на опорной плите катушек с электрическим сопротивлением $R = 12$ Ом и индуктивностью $L = 22$ мГн и магнитов, закрепленных на несущей плите. Магнитная индукция в зазоре магнитов $B \approx 0.2$ Тл, длина провода в магнитном поле $l = 50$ м, так что коэффициент электромеханической связи двигателей $K = Bl = 10$.

Для математического описания динамики рассматриваемого устройства используется метод структурной схемы, которая, как видно из рис. 2, состоит из однонаправленных динамических звеньев, каждому из которых соответствует определенная функция передачи. В сущности схема представляет собой графическое изображение системы дифференциальных уравнений, описывающих динамику всех частей конструкции. Этот метод в данном случае предпочтительнее обыч-

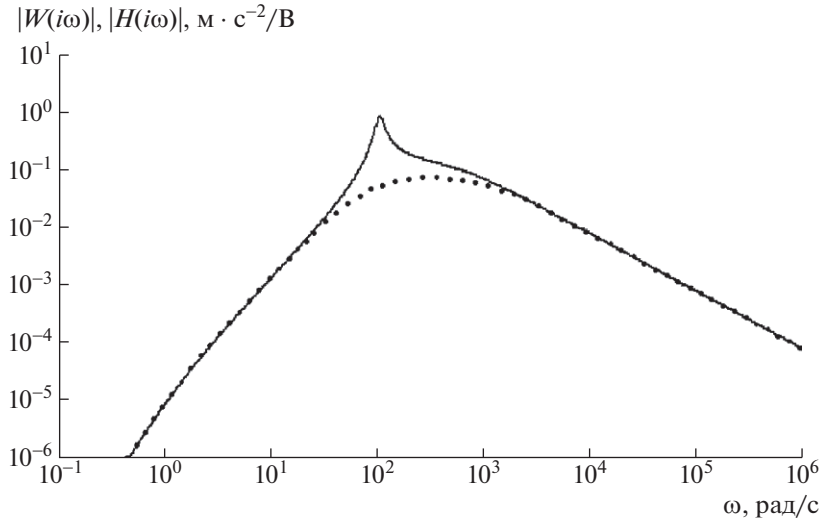


Рис. 3. Модули функции передачи несущей плиты $W(i\omega)$ (сплошная линия) и $H(i\omega)$ (пунктирная линия) с подавленным резонансом.

ной математической записи уравнений, так как позволяет весьма просто, используя правила теории электрических цепей, “свертывать” уравнения в одно для получения функций передачи соединений механических и электрических импедансов [7, 8].

Важно, что метод структурных схем устанавливает соответствие каждого динамического звена определенному конструктивному элементу устройства. Это позволяет определять также необходимые физические параметры механических и электрических элементов конструкции, исходя из заданных заранее, основных характеристик устройства. Необходимый анализ выполняется несложным способом с помощью компьютерной программы, рассчитанной для вычисления функций с комплексными переменными.

Согласно схеме на рис. 2, “свертка”, по правилам теории цепей, проводится следующим образом. Функция передачи последовательной цепи динамических звеньев равна произведению функций передачи звеньев цепи. Функция передачи замкнутой цепи с отрицательной обратной связью (контура управления) представляет собой дробь, числителем которой является произведение функций передачи динамических звеньев, включенных в прямом направлении, а знаменателем — единица плюс произведение функций передачи всех звеньев замкнутой цепи.

Рассмотрим вначале функцию передачи двигателя $W(i\omega)$, которая, как показано в [6], может быть записана следующим образом:

$$W(i\omega) = \frac{a}{u} = -i\omega \left(\frac{Z(i\omega)z(i\omega)}{K} + K \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $Z(i\omega) = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C_{\text{вн}}}$ — полный электрический импеданс электродинамического преобразователя, учитывающий эффект внесенной емкости $C_{\text{вн}} = m/K^2$ [6] (R и L — электрическое сопротивление и индуктивность катушки, соответственно); $z(i\omega) = r + i\omega m + 1/(i\omega c)$ — механический импеданс (m — масса плиты, c — податливость пружины); $K = Bl$ — коэффициент электромеханической связи преобразователя (B — магнитная индукция в зазоре постоянного магнита); u — напряжение на катушке электродинамического преобразователя (вход движителя); a — движение плиты (выход движителя в единицах ускорения).

Как уже отмечалось, в рассматриваемой конструкции АВЗУ механической стороной движителя (нагрузкой электродинамического преобразователя), согласно рис. 1, является несущая плита, т.е. непосредственно объект управления, и в уравнении (1) $z(i\omega) = W_1(i\omega)$. Поэтому $W(i\omega)$ представляет собой функцию передачи несущей плиты.

Согласно рис. 3, на кривой $|W(i\omega)|$ наблюдаются резонанс несущей плиты, а также аномалии асимптотических кривых. Во-первых, в области частот выше ≈ 20 Гц высокочастотная асимптота приобретает наклон -20 дБ/дек, а во-вторых, при частотах ниже ≈ 1 Гц низкочастотная асимптота приобретает дополнительный наклон 20 дБ/дек (так что суммарный наклон ниже 1 Гц увеличивается от 40 до 60 дБ/дек). Наблюдаемые аномалии являются следствием так называемого электромеханического резонанса в конструкции движителя, который в свою очередь вызван появлением

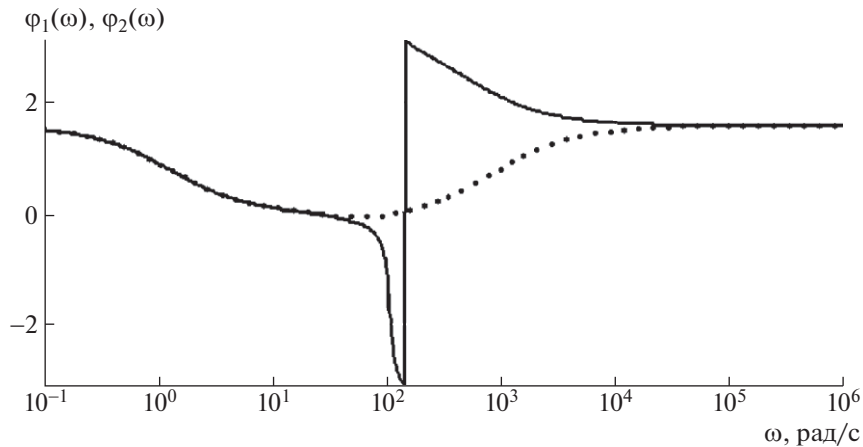


Рис. 4. Фазовые кривые: сплошная линия – сервистого двигателя $\varphi_1(\omega) = \arg W(i\omega)$; пунктирная линия – двигателя с подавленным резонансом $\varphi_2(\omega) = \arg H(i\omega)$.

в электрической цепи двигателя внесенного электрического импеданса (и соответственно упомянутой выше внесенной электрической емкости $C_{вн} = m/K^2$) из-за появления ЭДС в катушке, движущейся в магнитном поле [6].

Согласно рис. 4, двигатель характеризуется понижением фазы $\varphi_1(\omega)$ на 180° вблизи механического резонанса, а также понижением фазы на 90° в области частот ниже ~ 1 Гц и на столько же – выше ~ 20 Гц в результате так называемого электромеханического резонанса двигателя [6]. Очевидно, что суммарное понижение фазы на 360° в рабочей области частот ограничивает возможности создания цепей управления с заданными характеристиками.

Для уменьшения в цепях управления фазовых ограничений в рассматриваемой конструкции (как отмечалось выше) предусмотрено подавление механического резонанса двигателя. Функция передачи второго контура управления, служащего для этой цели (см. рис. 2), может быть записана следующим образом:

$$H(i\omega) = \frac{a}{u} = \frac{W(i\omega)}{1 + W_{20.o.c}(i\omega)W(i\omega)}. \quad (2)$$

На рис. 3 модуль функции передачи двигателя с подавленным механическим резонансом $|H(i\omega)|$ показан пунктирной кривой. Для расчетов в (2) использовалось активное звено $W_{20.o.c}(i\omega) = 20 \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{с}^{-2})$ (в этом коэффициенте учтены также коэффициенты передачи остальных звеньев цепи, т.е. акселерометра, усилителя и аттенюатора).

Как видно из рис. 4, на кривой $\varphi_2(\omega)$ для двигателя с подавленным резонансом, в отличие от $\varphi_1(\omega)$, понижение фазы на 180° в области частот вблизи 15 Гц отсутствует. Это важное обстоятельство,

так как теперь из-за уменьшения фазовых ограничений расширяются возможности создания цепей управления с заданными амплитудно-частотными характеристиками.

На рис. 2 и 3 видно, как распределяются токи в двух контурах управления в зависимости от частоты и амплитуды сигнала. Сравнения кривых $|W(i\omega)|$ и $|H(i\omega)|$ на рис. 3 показывает, что второй контур, описываемый уравнением (2) с $W_{20.o.c}(i\omega) = 20 \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{с}^{-2})$, активен только в узком диапазоне частот вблизи резонансного максимума (в области $20|W(i\omega)| \geq 1$). Из рис. 3 также видно, что управление между двумя контурами будет разделяться по амплитуде, если ограничить динамический диапазон усиления первого контура так, чтобы во всем активном диапазоне частот устройства выполнялось соотношение $|W_{10.o.c}(i\omega)||W(i\omega)| \leq 20|W(i\omega)|$. Очевидно, что в данном случае динамический диапазон усилителя в цепи первого контура должен быть ≈ 60 дБ (соответствует заданному максимальному коэффициенту подавления вибраций).

Функция передачи разомкнутого первого контура, как видно из структурной схемы на рис. 2, при выключенном втором контуре определяется соотношением $y = uW(i\omega)W_{10.o.c}(i\omega)P$, а при включенном втором контуре, подавляющем резонанс плиты, – $y = uH(i\omega)W_{10.o.c}(i\omega)P$ (здесь P – полный коэффициент передачи всех звеньев контура).

Функция передачи замкнутого первого контура цепи управления при условии подавленного резонанса плиты в соответствии со структурной схемой на рис. 2 определяется уравнениями:

$$F_1(i\omega) = \frac{a}{n} = \frac{1}{1 + H(i\omega)W_{10.o.c}(i\omega)} \quad (3)$$

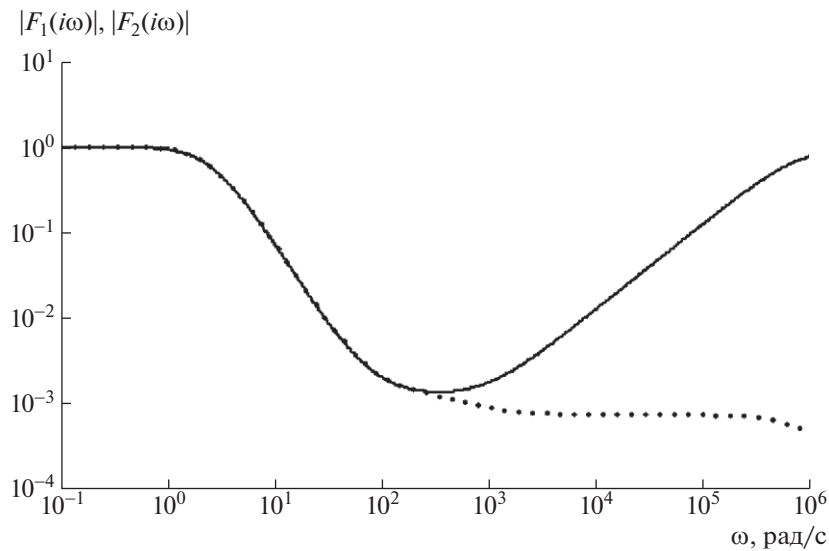


Рис. 5. Модули функции передачи: сплошная линия – двухконтурной цепи с подавленным резонансом несущей плиты $F_1(i\omega)$ (пропускание АВЗУ); пунктирная линия – $F_2(i\omega)$ с учетом входного фильтра $W_2(i\omega)$.

для гипотетического случая, когда в рабочем диапазоне частот можно положить $W_2(i\omega) = 1$, и

$$F_2(i\omega) = \frac{a}{n} = \frac{1}{1 + H(i\omega)W_{10.0.c}(i\omega)} W_2(i\omega) \quad (4)$$

для случая, когда следует учитывать динамическое звено $W_2(i\omega)$, являющееся фильтром входного сигнала [3].

Согласно рис. 5, функция $|F_2(i\omega)|$, представляющая собой кривую пропускания (или подавления) шумовых колебаний $n(t)$ АВЗУ от опорной плиты к несущей (см. рис. 1), понижается от нижней границы активного диапазона ~ 0.3 Гц до ~ 20 Гц с наклоном -40 дБ/дек, затем слабо меняется на уровне -60 дБ до верхней границы активного диапазона, выше которой приобретает наклон -20 дБ/дек. Отметим, что в (3) и (4), так же как в (2), в цепи обратной связи использовалось активное звено, в данном случае $W_{10.0.c}(i\omega) = 5 \cdot 10^3$ В/(м \cdot с $^{-2}$) (этот коэффициент учитывает также коэффициенты передачи остальных звеньев цепи, усилителя и акселерометра), поскольку при расчетах не ставилась задача получения полной кривой, включающей граничные области.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Характерной особенностью динамики рассматриваемых АВЗУ, состоящих из несущей плиты (установленной на упругих опорах), симметричной группы акселерометров, сервисных двигателей и электрических цепей, разделяющих шестью модами колебаний плиты, является понижение фазы на 180° в области механического ре-

зонанса плиты и такое же понижение фазы, вызванное электромеханическим резонансом сервисных двигателей. Суммарное понижение фазы, достигающее 360° , создает фазовые ограничения, существенно снижающие возможность корректировки цепей управления, что неприемлемо сужает активный диапазон частот. В настоящей работе показано, что добавление к цепи управления АВЗУ второго дополнительного контура, предназначенного для подавления резонансных колебаний несущей плиты, снимает эти затруднения.

Показано, что электрические характеристики обоих контуров управления должны быть согласованы с физическими свойствами объекта управления, как, например, в двухконтурном управлении электродвигателем по скорости вращения и току в обмотке [9]. Учет таких характеристик рассматриваемого объекта управления, как добротность резонанса несущей плиты, нижняя граница активного диапазона частот устройства и мощность магнитоэлектрических двигателей, позволяет определить коэффициенты усиления в главном и вспомогательном контурах, а также динамический диапазон усилителя в главном контуре, что дает возможность обеспечить раздельное управление движением плиты в области резонанса и области асимптот.

Как отмечалось выше, главной целью создания двухконтурной схемы управления является расширение активного диапазона частот АВЗУ в сторону как низких, так и высоких частот.

В области низких частот подавление резонанса несущей плиты позволило сместить нижнюю границу активного диапазона устройства до ≤ 0.2 Гц (до ≤ 0.02 Гц в космических аппаратах). Нужно от-

метить, что предложенный метод позволяет преодолеть второй фактор, ограничивающий активный диапазон частот устройства со стороны низких частот (первый ограничивающий фактор, рассмотренный в [2], упомянут во Введении). Важно также то, что наклон кривой активного подавления АВЗУ в области частот ниже резонанса плиты может составлять от -20 до -60 дБ/дек (на рис. 5 в отсутствие корректирующих звеньев наклон в диапазоне частот от 0.3 до 20 Гц составляет ≈ -40 дБ/дек). Возможность варьирования величины наклона кривой активного подавления шумов в области низких частот может иметь решающее значение при проектировании АВЗУ с определенными требованиями/характеристиками. К последним, например, можно отнести: низкую граничную частоту, высокий коэффициент подавления шумов, большие габариты и массу защищаемого объекта, работу в транспортных средствах и в космических аппаратах. Иными словами, АВЗУ со вторым контуром управления приобретает способность к широкодиапазонной адаптации по ряду функциональных/эксплуатационных параметров.

В области высоких частот ограничение активного диапазона АВЗУ связано с резонансами поперечных колебаний несущей плиты (обычно выше $400-500$ Гц). Здесь, благодаря уменьшению фазовых ограничений, вблизи верхней границы активного диапазона частот наклон кривой $|H(i\omega)|/|W_{\text{т.о.с.}}(i\omega)|$ может быть увеличен с помощью корректоров, так что верхняя граница активного диапазона частот понижается настолько, чтобы исключить возбуждение резонансов поперечных колебаний несущей плиты.

Усилители сигнала акселерометров, являющиеся ответственным звеном устройства, в условиях подавленного резонанса плиты работают в значительно облегченных условиях. Как видно из рис. 3, в области частот ниже резонанса плиты модуль функции передачи быстро понижается (40 и 60 дБ/дек ниже ≈ 1.5 Гц) и при частотах $0.2-0.3$ Гц достигает величины $\approx 10^{-4}$ м·с⁻²/В. Поэтому в АВЗУ с низ-

кой граничной частотой активного диапазона используются высокочувствительные акселерометры и усилители с большим коэффициентом усиления. В связи с тем что в цепях с подавленным резонансом плиты динамический диапазон усилителей существенно (на $20-30$ дБ) уменьшен, разработка усилителей значительно облегчается. В рассмотренной конструкции устанавливается динамический диапазон ≈ 60 дБ (вместо $80-90$ дБ).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН и с использованием оборудования ЦКП ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” при поддержке Минобрнауки России (проект RFMEFI62119X0035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Active Vibration Control. <https://www.herzan.com/products/active-vibration-control.html>
2. Мелик-Шахназаров В.А., Стрелов В.И., Софьянчук Д.В., Безбах И.Ж. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 6. С. 61.
3. Мелик-Шахназаров В.А., Стрелов В.И., Софьянчук Д.В., Безбах И.Ж. // Научное приборостроение. 2012. Т. 22. № 3. С. 46.
4. Митрофанов Ю., Пикерсгиль А. // Радио. 1970. № 5. С. 25.
5. Эфрусси М. // Радио. 1974. № 7. С. 32.
6. Мелик-Шахназаров В.А., Стрелов В.И., Софьянчук Д.В., Трегубенко А.А. // Инженерная физика. 2017. № 2. С. 20.
7. Дорф Р., Бишон Р. Современные системы управления / Пер. с англ. М.: Лаборатория базовых знаний, 2002.
8. Основы автоматического управления / Под ред. В.М. Пономарева, А.П. Литвинова. М.: Высшая школа, 1974.
9. Первозванский А.А. Курс теории автоматического управления. М.: Наука, 1986.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК В ПОЛЕ ПОВЕРХНОСТНОГО КОРОННОГО РАЗРЯДА БАРЬЕРНОГО ТИПА

© 2023 г. И. А. Бакулин^а, С. И. Кузнецов^а,
А. С. Панин^{а,*}, Е. Ю. Тарасова^а

^аСамарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 443011, Самара, ул. Ново-Садовая, 221

*e-mail: anton@fian.smr.ru

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 12.09.2022 г.

Принята к публикации 18.10.2022 г.

Описано устройство для поляризации полимерных пленок в электрическом поле поверхностного коронного разряда барьерного типа, рассмотрены особенности его работы. Продемонстрирована возможность получения равномерного распределения потенциала осажденных на поверхности полимера зарядов. С использованием метода рентгенофазового анализа показано, что предложенный способ поляризации позволяет создавать электрическое поле на поверхности композиционной пленки поливинилиденфторид + ЦТС-керамика, напряженность которого достаточна для инициирования фазового перехода $\alpha \rightarrow \beta$ в полимере.

DOI: 10.31857/S0032816223020039, EDN: PXMUDG

ВВЕДЕНИЕ

Поляризация диэлектриков – переориентация диполей во внешнем электрическом поле – применяется для придания сегнетоэлектрическим материалам пьезо- и пироэлектрических свойств. Наиболее сложные и в то же время интересные и практически важные сегнетоэлектрические материалы – это полимерные [1] и композиционные пленки с наполнителями из керамики [2, 3]. Помимо переориентации доменов в полярных диэлектриках, сильные электрические поля влияют и на ряд свойств полимерных пленок: механическую прочность и модуль Юнга [4], теплопроводность [5], нелинейно-оптические свойства [6], а также инициируют фазовые превращения в полиморфных полимерах [7]. Поэтому разработка устройств для поляризации полимерных и керамополимерных композиционных пленок актуальна как для изготовления пиро- и пьезоматериалов, так и в качестве научного инструмента для изучения полимеров.

Существует два основных способа поляризации – контактный и обработка в плазме коронного разряда. При контактном способе электроды наносятся на обе стороны полимерной пленки, и на них подается высокое напряжение [8]. Достоинством способа является относительная простота реализации, недостатком – высокая вероятность пробоя, при котором происходит нарушение контакта металлического электрода с

полимерной пленкой, а иногда и разрушение материала. Кроме того, при контактном способе весьма вероятна неравномерность поляризации по толщине, при которой поляризация со стороны положительно заряженного электрода гораздо сильнее, чем со стороны отрицательно заряженного [9].

Более перспективными являются устройства поляризации диэлектрических пленок в поле коронного разряда барьерного типа с возможностью относительного перемещения [10–12]. Коронный разряд позволяет создавать поля, близкие к предельным. И даже при наступлении пробоя дефект из-за высокого поверхностного сопротивления полимера локализован в малом объеме и зачастую не влияет на эксплуатационные свойства поляризованной пленки. При нежелательности даже малых дефектов на поверхность можно нанести защитное покрытие, которое удаляется после поляризации [6].

Недостатки поляризации в плазме обусловлены спецификой коронного разряда – асимметрией электродов в виде острий или проволок и, как следствие, высокой неоднородностью электрического поля. Неоднородность поля приводит к неоднородности свойств поляризуемой пленки и повышает вероятность пробоя. Для выравнивания поля применяют, например, дополнительный электрод в виде сетки [13], что увеличивает зазор между катодом и анодом и требует прило-

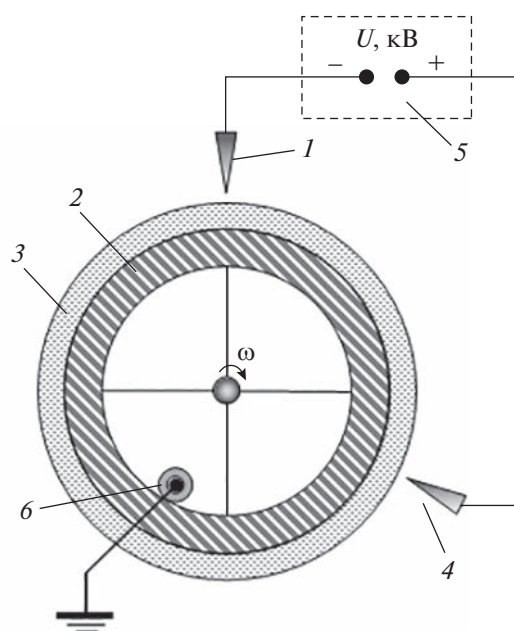


Рис. 1. Схема устройства для поляризации полимерных пленок. 1 – коротрон; 2 – экран; 3 – полимерная пленка; 4 – токосъемный электрод; 5 – высоковольтный источник постоянного тока; 6 – заземление роликового типа.

жения очень высокого напряжения для создания требуемой напряженности.

В настоящей работе представлено техническое устройство, позволяющее создать максимально равномерное электрическое поле высокой напряженности для поляризации полимерных и композиционных керамополимерных пленок, в том числе большой площади.

ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Работа устройства основана на процессе поляризации полимерной пленки в электрическом поле поверхностного коронного разряда барьерного типа. Принципиальная схема устройства показана на рис. 1, его внешний вид – на рис. 2.

Источником эмиссии коронного разряда выступает протяженный электрод ножевого типа (коротрон), который установлен с минимальным зазором над поверхностью вращающегося цилиндрического электрода (экран). Коротрон установлен параллельно оси вращения электрода, электрод заземлен. Поляризуемая полимерная пленка крепится на поверхности экрана. Она является диэлектрическим барьером на пути протекания коронного разряда относительно экрана. На некотором расстоянии от коротрона, по направлению вращения экрана, аналогичным образом устанавливается второй электрод ножевого типа, который находится под нулевым потенциа-

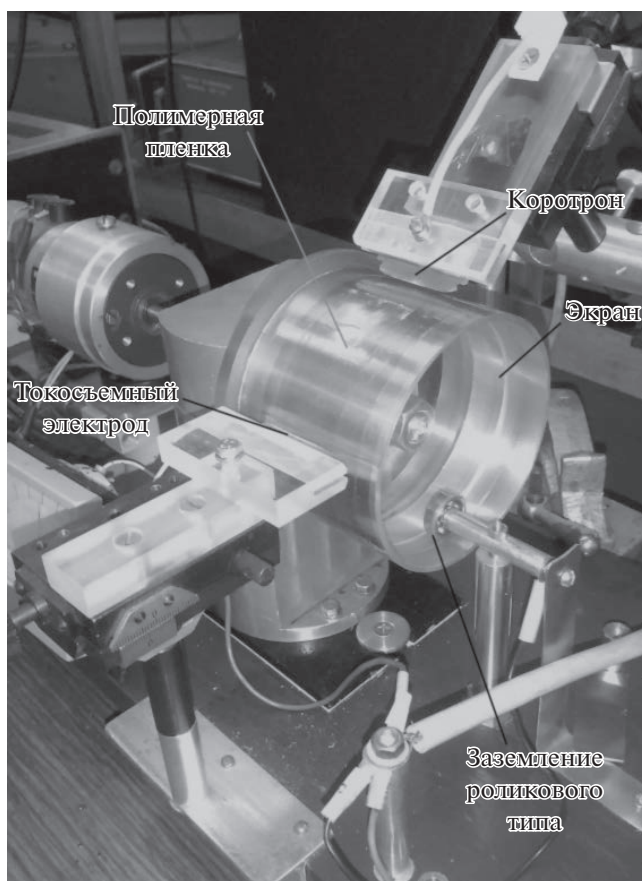


Рис. 2. Фотография устройства для поляризации полимерной пленки.

лом и выполняет функцию токосъемного электрода (ТЭ). Коротрон и ТЭ подключены к высоковольтному источнику постоянного тока, обеспечивающему протекание коронного разряда. Вращение экрана с пленкой может осуществляться, например, установкой цилиндрического электрода на вал электродвигателя с регулируемой скоростью вращения через изолирующую втулку. Заземление экрана выполнено с помощью роликового контакта на внутренней поверхности цилиндра. Осевая протяженность экрана и, соответственно, возможная ширина поляризуемой пленки определяются только техническими возможностями при исполнении ротора. Для равномерной поляризации пленки необходимо, чтобы длины линейных участков коротрона и ТЭ были не меньше ширины обрабатываемой пленки.

Физический принцип процесса поляризации пленки заключается в следующем. На коротрон подается высоковольтный потенциал, поляризуемая пленка может быть как отрицательной, так и положительной. В промежутке между коротроном и экраном создается электростатическое поле с высоким значением напряженности (~ 100 кВ/см, например, $U = 10$ кВ, зазор $h = 1$ мм).

При вхождении в зону с высокой напряженностью поля в пленке возникает наведенная поляризация как за счет смещения связанных зарядов, так и за счет диполей сегнетоэлектрика. Например, при отрицательном потенциале коротрона на поверхности пленки формируется положительный поверхностный заряд. Коронный разряд сопровождается эмиссией электронов, при захвате которых атомами воздушной среды формируется облако отрицательных ионов. Ионы вследствие кулоновского взаимодействия осаждаются и удерживаются на поверхности пленки вплоть до прохождения области минимального зазора с токосъемным электродом (рис. 3). Таким образом, за счет пространственного разнесения коронирующего электрода и электрода с нулевым потенциалом формируется заряженная поверхность с равномерным распределением зарядов, что способствует повышению эффективности процесса поляризации.

Управление условиями поляризации происходит путем варьирования следующих параметров: потенциала коротрона, величины зазора между электродами и поверхностью пленки, протяженности разрядной поверхности в направлении коротрон–ТЭ, а также скорости перемещения пленки относительно электродов. При этом схема устройства с цилиндрической симметрией обеспечивает режим циклической обработки, что позволяет осуществить дополнительную стабилизацию формируемых характеристик материала пленки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На первом этапе определялось распределение осажденных зарядов на поверхности диэлектрика в поперечном (относительно вектора перемещения) направлении на различном расстоянии от коротрона, вплоть до ТЭ. Для изучения профиля распределения зарядов использовалась полиимидная пленка. Пленка толщиной 160 мкм размещалась на поверхности заземленного электрода-экрана, выполненного в виде ротора с радиусом 50 мм и шириной 90 мм. Диапазон скоростей вращения ω находился в интервале от 0 до 6000 оборотов/мин. Протяженности линейных участков профилей коротрона и токосъемного электрода составляли 23 и 63 мм соответственно. Величина зазора между электродами и поверхностью диэлектрика изменялась от 0.5 до 2.0 мм. Расстояние между коротроном и ТЭ по дуге образующей равнялось 100 мм. Потенциал коротрона варьировался в интервале от -8 до -12 кВ.

Измерения поверхностного потенциала осуществлялись методом пошагового сканирования приповерхностной области в поперечном направлении посредством кратковременного под-

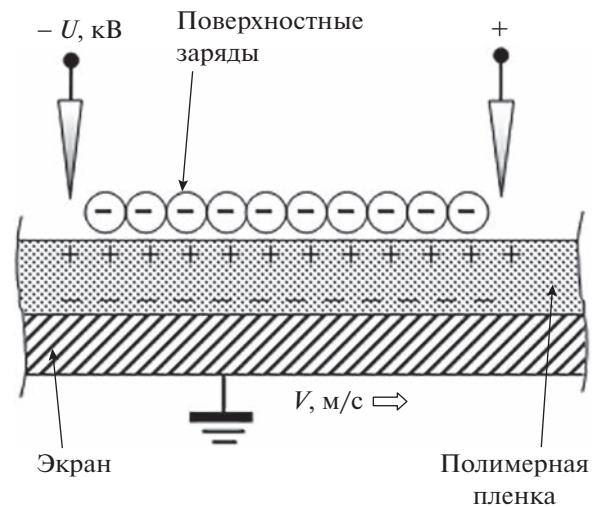


Рис. 3. Схема поляризации полимерной пленки в поле поверхностного коронного разряда.

ключения тонкого зонда в изолирующей оболочке к киловольтметру С50, имеющему низкую собственную емкость. Далее зонд смещался по направлению вращения, и цикл измерений повторялся. В каждой точке проводилось пять замеров, погрешность измерений составила 2.5%. На рис. 4 представлен результат измерений при потенциале на коротроне $\varphi = -8$ кВ с зазором относительно диэлектрического слоя 1.5 мм. Скорость вращения составляла 3000 оборотов/мин.

Согласно полученным графикам, распределение зарядов по поверхности диэлектрика равномерное в пределах линейного участка коронирующего электрода и на всей сформированной разрядной поверхности. Измерения также показали, что непосредственно у поверхности диэлектрика потенциал зарядов возрастает примерно на 20%. Следует отметить возможность осуществления режима работы, при котором поверхностные заряды частично сохраняются после прохождения токосъемного электрода. В результате напряженность электрического поля в слое полимера тоже частично сохраняется, препятствуя развитию релаксационных процессов до момента очередного прохождения коронирующего электрода.

На втором этапе экспериментов проводилась поляризация композиционной керамополимерной пленки состава ПВДФ:ЦТС = 2:1 по массе, толщиной 75 мкм и пористостью примерно 40%. Пленка изготовлена методом лазерного спекания [14, 15]. Для спекания использовалось излучение непрерывного CO_2 -лазера с мощностью излучения 25 Вт, диаметром пучка 6 мм при скорости сканирования 10 м/мин.

Поляризуемая пленка крепилась поверх полиимидной пленки. Поляризация проводилась при

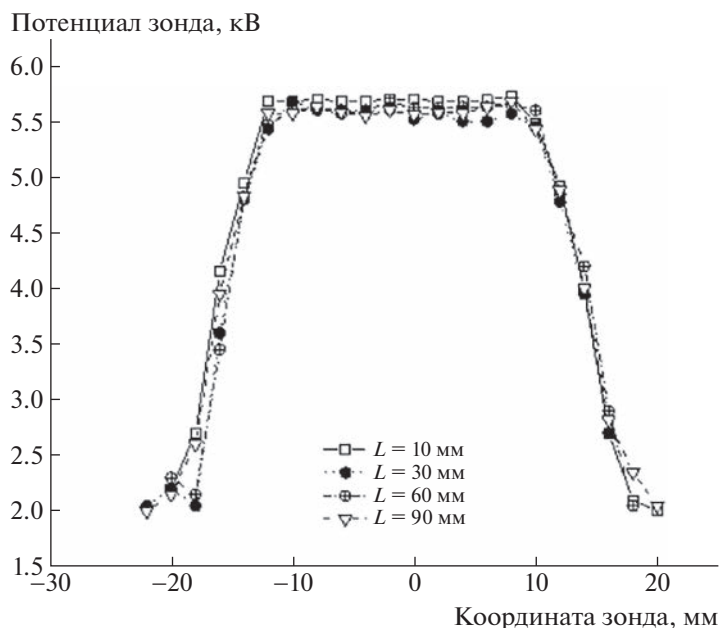


Рис. 4. Профиль потенциала поверхностных зарядов на высоте 1 мм при различных расстояниях L от коротрона.

отрицательном потенциале на коротроне и повышенной температуре. Нагрев осуществлялся потоком горячего воздуха. Температура измерялась промышленным пирометром НТ-819. Поляризация проводилась в следующем режиме: напряжение $U = 9.6\text{--}9.8$ кВ с увеличением до $10.2\text{--}10.4$ кВ; $\omega = 590$ оборотов/мин; подъем температуры в течение 20 мин с 84°C до 98°C (с контролем температуры поверхности пленки каждые 5 мин), затем охлаждение до 57°C в течение 20 мин (с контролем температуры поверхности пленки также каждые 5 мин). Общее время поляризации, таким образом, составило $t_{\text{общ}} = 20$ мин + 20 мин.

Процесс поляризации композиционной пленки, состоящей из двух пьезоактивных материалов — полимера ПВДФ и керамики ЦТС, состоит в переориентации доменов в обоих сегнетоэлектриках, а также в инициировании фазового перехода в ПВДФ. ПВДФ, полиморфный полимер, существует в пяти кристаллических фазах (α , β , γ , δ , ϵ), наиболее распространенными из которых являются α и β [16]. Полярная β -фаза имеет планарную ТТТТ зигзагообразную конформацию молекул и орторомбическую симметрию кристаллов $Cm2m$. Неполярная α -фаза имеет цепную ТГТГ конформацию молекул и моноклинную симметрию кристаллов $P2_1/c$. Как правило, ПВДФ после термообработки имеет неполярную α -фазу или, в лучшем случае, смесь фаз $\alpha + \beta$. Поэтому для получения высоких пиро- и пьезоэлектрических свойств необходимо использовать поле высокой напряженности, вызывающее фазовый переход $\alpha \rightarrow \beta$.

Фазовый состав исследуемой пленки до и после поляризации определялся методом рентгенофазового анализа (РФА) на установке ДРОН-3 (излучение $\text{CuK}\alpha$). Дифрактограммы пленок до и после поляризации приведены на рис. 5.

До поляризации полимер содержит смесь α - и β -фаз, которые фиксируются и после поляризации. Однако, как следует из РФА, после поляризации интенсивность линий α -фазы заметно снижается, а линий β -фазы возрастает. Известно, что поляризация не влияет на степень кристалличности ПВДФ [4], поэтому компьютерными методами можно разделить накладывающиеся широкие дифракционные линии и оценить изменение интенсивности самых сильных линий по отношению к интенсивности линии ЦТС-керамики. В результате компьютерной обработки получаем соотношение линий до поляризации, равное $I_\alpha/I_{\text{цтс}} = 0.53$, $I_\beta/I_{\text{цтс}} = 0.34$, и после поляризации — $I_\alpha/I_{\text{цтс}} = 0.42$, $I_\beta/I_{\text{цтс}} = 0.84$. Весьма вероятно, что с помощью предложенного устройства можно провести полное $\alpha \rightarrow \beta$ -превращение при других параметрах поляризации, прежде всего, за счет увеличения температуры нагрева пленки.

Нужно отметить, что пленки, синтезированные методом лазерного спекания, имеют высокую пористость (до 60%), что усложняет процесс их поляризации известными методами. Проведенные эксперименты показали перспективность предлагаемой методики для поляризации высокопористых пленок.

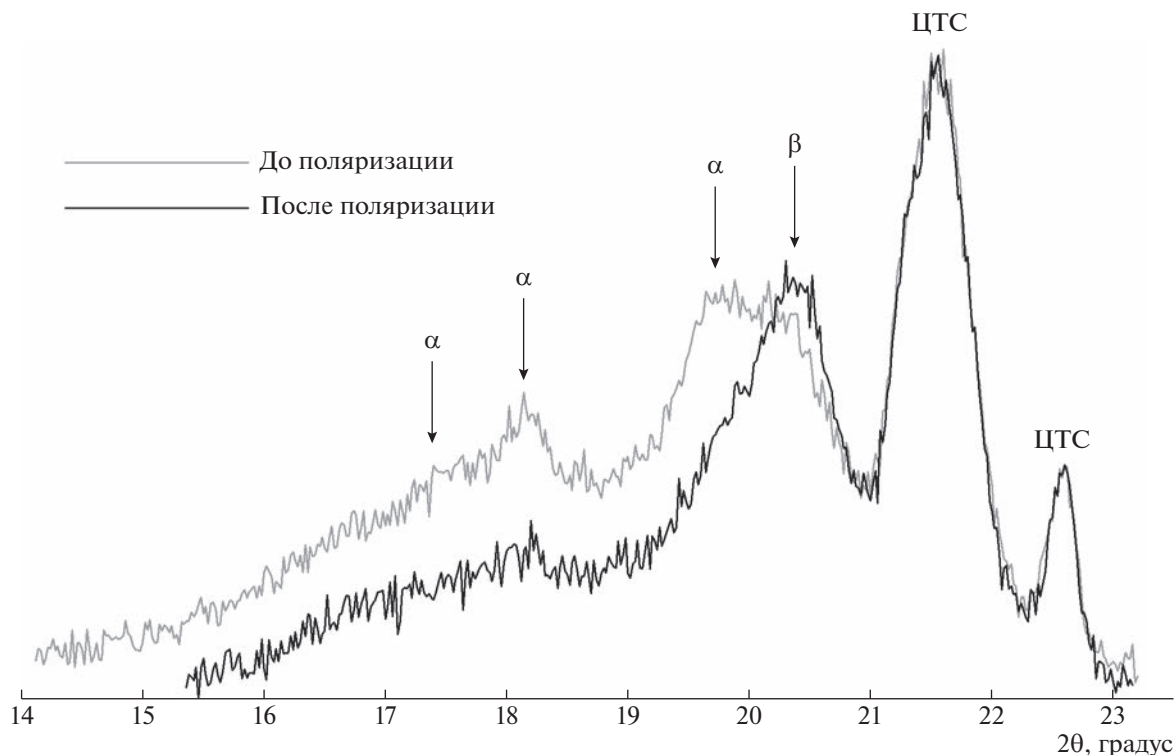


Рис. 5. Фрагмент дифрактограмм образцов композитных пленок до и после поляризации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная схема устройства поляризации полимерных пленок продемонстрировала свою эффективность. Показано, что на поверхности пленки на ширине, соответствующей рабочей части коронирующего электрода, формируется равномерное распределение поверхностных зарядов, которое сохраняется на протяжении всего пути до прохождения токосъемного электрода. Это позволяет поддерживать необходимую для поляризации напряженность электрического поля в слое полимера на существенной по площади поверхности пленки.

Методом рентгенофазового анализа установлено, что устройство позволяет проводить поляризацию пленок на основе полимера ПВДФ, в том числе высокопористых, не прибегая к сверхвысоким значениям электрических параметров.

Возможность изменения параметров устройства позволяет подобрать необходимые условия для поляризации широкого спектра полимерных материалов.

Устройство является простым в эксплуатации и может быть использовано как в исследовательских целях, так и в технологических процессах. Доступно техническое исполнение для поляризации пленок с большой площадью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ameduri B. // Chem. Rev. 2009. V. 109. № 12. P. 6632. <https://doi.org/10.1021/cr800187m>
2. Wenjing J., Hua Deng, Cong Guo, Chengxiao Sun, Xuan Guo, Feng Chen, Qiang Fu // Composites Part A. 2019. V. 118. P. 336. <https://doi.org/10.1016/j.compositesa.2019.01.011>
3. Peng Han, Shengli Pang, Jingbo Fan, Xiangqian Shen, Tiezheng Pan // Sensors and Actuators A. 2013. V. 204. P. 74. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2013.10.011>
4. Sencadas V., Lanceros-Méndez S., Mano J.F. // Thermochimica Acta. 2004. V. 424. P. 201. <https://doi.org/10.1016/j.tca.2004.06.006>
5. Shichen Deng, Jiale Yuan, Yuli Lin, Xiaoxiang Yu, Dengke Ma, Yuwen Huang, Rencai Ji, Guangzu Zhang, Nuo Yang // Nano Energy. 2021. V. 82. P. 105749 (7). <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2021.105749>
6. Hill R.A., Knoesen A., Mortazavi Corona M.A. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. Iss. 14. P. 1733. <https://doi.org/10.1063/1.112899>
7. Davis G.T., McKinney J.E., Broadhurst M.G., Roth S.C. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. № 10. P. 4998. <https://doi.org/10.1063/1.324446>
8. Von Seggern Heinz, Tsuey T. Wang // Patent US 4512941. Apr. 23, 1985.
9. Ohwaki J., Yamazaki H., Kitayama T. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 11. P. 6856. <https://doi.org/10.1063/1.328678>

10. *Бойцов В.Г., Тазенков Б.А., Скугарев А.С., Перепелица Л.А.* А.с. № 1102395 СССР. // Оpubл. 23.03.1987. Бюл. № 11.
11. *Бударина Л.А., Шевцова С.А., Габайдуллин М.Р., Дебердеев Р.Я., Якункин М.М.* Патент РФ 2066890 // Оpubл. 20.09.1996.
12. *Zhong F., Kitchens J.C., Fennel L.E., Buchan N.I.* Patent US 2018/0198055. Publ. Jul.12, 2018.
13. *Giacometti J.A., Oliveira O.N.* // IEEE Transactions on Electrical Insulation. 1992. V. 27. № 5. P. 924. <https://doi.org/10.1109/14.256470>
14. *Тарасова Е.Ю., Журавлева И.И., Бакулин И.А., Кузнецов С.И., Панин А.С.* // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 23. С. 15. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.23.51777.18913>
15. *Ибрагимова А.И., Журавлева И.И., Кузнецов С.И., Панин А.С., Тарасова Е.Ю.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2019. Т. 46. № 4. С. 14. <https://doi.org/10.3103/S1068335619040031>
16. *Zhaoliang Cui, Naser Tavajohi Hassankiadeh, Yongbing Zhuang, Enrico Drioli, Young Moo Lee* // Progress in Polymer Science. 2015. V. 51. P. 94. <https://doi.org/10.1016/j.progpolymsci.2015.07.007>

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 535+617

УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАЗЦОВ БИОТКАНЕЙ

© 2023 г. А. В. Лычагин^а, В. В. Сурин^а, П. И. Петров^а, Т. К. Маликова^б, Н. В. Коваленко^б,
Е. Д. Шевелкина^б, О. И. Байцаева^с, С. В. Иванников^а, В. И. Юсупов^д

Поступила в редакцию 30.08.2022 г.

После доработки 30.09.2022 г.

Принята к публикации 22.10.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816223020076, EDN: PXOVZI

В последнее время быстро развиваются лазерные биотехнологии и медицина, основанные на воздействии лазерного излучения на различные биообъекты и человеческий организм. Эффективность воздействия на биоткань существенным образом зависит от интенсивности лазерного света как на поверхности, так и в объеме биоткани. От распределения интенсивности будут зависеть формирующиеся температурные поля, определяющие степень деградации биоткани в лазерной хирургии [1]. При воздействии низкоинтенсивного света результат фотобиомодуляции клеток также во многом определяется его интенсивностью.

Оценки распределения интенсивности лазерного света в объеме биоткани могут быть получены путем численного расчета с привлечением информации об экспериментально найденных эффективных оптических параметрах конкретной ткани: показателе преломления, коэффициентах поглощения и рассеяния, а также фазовой функции рассеяния и среднем косинусе угла рассеяния (фактор анизотропии). Для получения этих характеристик обычно используется метод интегрирующих сфер [2–4].

Оптические параметры биоткани были получены нами с использованием установки, представленной на рис. 1. Основу установки составляют лазерный источник 1 и две интегрирующие сферы 2 и 3. В качестве источника непрерывного коллимированного, одномодового, поляризованного излучения с длинами волн $\lambda = 970$ нм и 1550 нм использован лазер FiberLase CR (НТО

“ИРЭ-Полус”, Россия). Применялись сферы Thorlabs IS200-4 диаметром 8 см с входными портами 12.5 мм. Излучение от источника попадает на клин 4, который ослабляет и перенаправляет излучение на диафрагму 5, а затем на чоппер 6, который модулирует попадающее излучение. Применение чоппера – механического модулятора излучения – позволяет уменьшить влияние внешней засветки и повысить точность измерений. После чоппера излучение через вторую диафрагму и зеркало 7 перенаправляется во входной порт нижней интегрирующей сферы 2. Пройдя через образец 8, часть излучения попадает в верхнюю сферу 3. Каждая сфера оснащена фотодетектором (9 и 10), соединенным с управляющим компьютером (РС) через мультиплексор 11.

Важной особенностью установки является размещение образца биоткани на подвижной платформе 16. В процессе измерения образец передвигается в пространстве между сферами, и фотодетекторами интегрирующих сфер регистрируются зависимости мощности от расстояния. Полученные значения мощности нормируются на значения мощности, регистрируемой в отсутствие образца каждой сферой в отдельности. Оптические свойства биологических тканей определяются при сравнении этих результатов с результатами математического моделирования с использованием численного метода Монте-Карло [5].

Метод подвижных интегрирующих сфер, представленный в данной работе, позволяет значительно повысить точность определения оптических характеристик. По сравнению с классическим методом, в котором сферы фиксируются вплотную к образцу [2–4], данный метод обеспечивает возможность проведения измерений при различных положениях образца, что позволяет увеличить объем экспериментальных данных, а следовательно, повысить точность измерений [6].

^аКафедра травматологии, ортопедии и хирургии катастроф Первого МГМУ им. И.М. Сеченова Минздрава России (Сеченовский университет), Москва, Россия.

^бНТО “ИРЭ-Полус”, Москва, Россия.

^сКафедра лазерной физики Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ”, Москва, Россия.

^дИнститут фотонных технологий ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия.

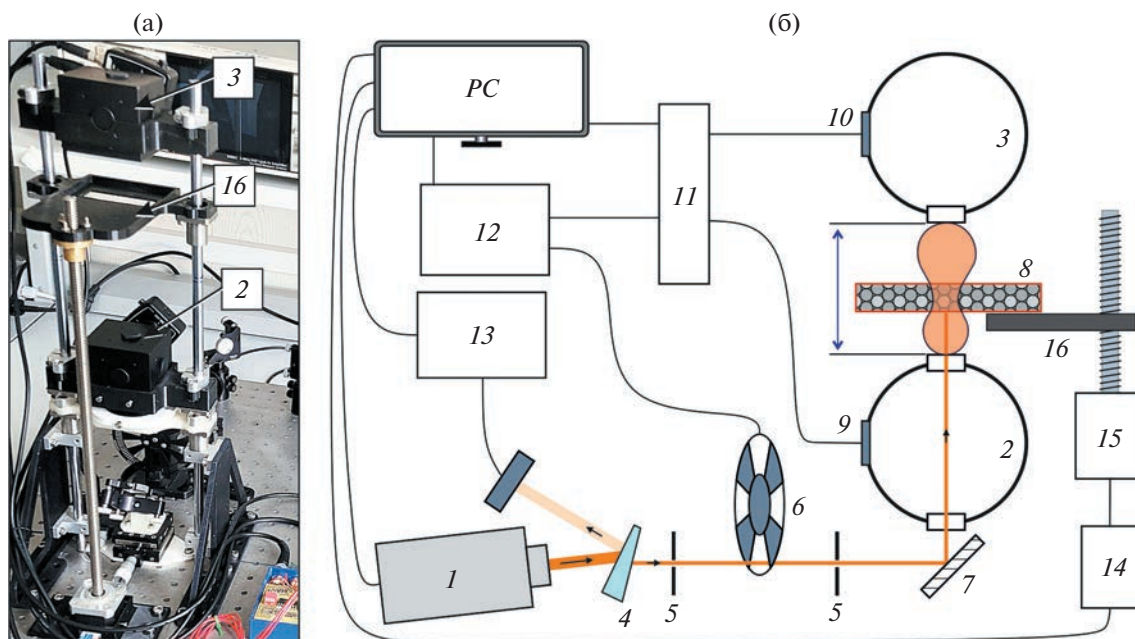


Рис. 1. Установка для определения оптических характеристик образцов биоткани: **а** – фрагмент общего вида; **б** – схема установки. 1 – лазерный источник; 2, 3 – интегрирующие сферы; 4 – клин; 5 – диафрагмы; 6 – чоппер; 7 – зеркало; 8 – образец биоткани; 9, 10 – фотодетекторы; 11 – мультиплексор; 12 – синхронный детектор; 13 – измеритель мощности; 14 – плата управления; 15 – шаговый двигатель; 16 – платформа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках исполнения работ по государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yusupov V.I., Vorobyeva N.N., Chailakhyan R.K., Sviridov A.P. // *Laser in Medical Science*. 2022. V. 37. № 2. P. 1245.
<https://doi.org/10.1007/s10103-021-03380-4>
2. Pickering J.W., Prahl S.A., Van Wieringen N., Beek J.F., Sterenborg H.J., Van Gemert M.J. // *Applied optics*. 1993. V. 32. № 4. P. 399.
<https://doi.org/10.1364/AO.32.000399>
3. Юсупов В.И., Минаев Н.В., Свиридов А.П. // ПТЭ. 2019. № 6. С. 130.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219050276>
4. Свиридов А.П., Жигарьков В.С., Шубный А.Г., Юсупов В.И. // *Квантовая электроника*. 2020. Т. 50. № 1. С. 81.
<https://doi.org/10.1070/QEL17236>
5. Yaroslavsky I.V., Yaroslavsky A.N., Goldbach T., Schwarzmaier H.J. // *Applied Optics*. 1996. V. 35. № 34. P. 6797.
<https://doi.org/10.1364/AO.35.006797>
6. Karpova T.K., Kovalenko N.V., Aloian G.A., Ryabushkin O.A. // *In Journal of Physics: Conference Series*. 2021. V. 209. № 1. P. 012026.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2090/1/012026>

Адрес для справок: Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2, Институт фотонных технологий ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН. Тел. +79151862495. E-mail: iouss@yandex.ru (Юсупов В.И.)

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 534.615:681.883.2.024

ПОРТАТИВНЫЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ АКУСТОЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

© 2023 г. В. В. Казаков

Поступила в редакцию 19.09.2022 г.

После доработки 19.09.2022 г.

Принята к публикации 08.11.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816223020209, EDN: GTDYVZ

Акустотермометрический метод измерения температуры предназначен для решения задач медицинской диагностики и основан на измерении уровня акустического шума мегагерцового диапазона, излучаемого нагретой областью в глубине тела человека и принимаемого с помощью пьезоэлектрического элемента. Существуют различные методы пассивной акустотермометрии: модуляционный – с периодически переключаемой к входному усилителю нагрузки, эквивалентной принимающему пьезоэлементу; корреляционный – с использованием двух принимающих пьезоэлементов; компенсационный – с использованием эталона акустической нагрузки с известной температурой [1]. Изготовленные на их основе макеты приборов (одноканальные и многоканальные) являются стационарными, и для регистрации данных используется компьютер с внешней платой аналого-цифрового преобразователя (АЦП). На практике такие приборы применялись для дистанционного измерения акусто-яркостной температуры различных органов человека (печени, грудной клетки, кисти, предплечья) при воздействии на них медицинских препаратов или после перенесенных болезней [2, 3]. Установлена также возможность контроля температуры прооперированного органа в послеоперационный период с помощью этих приборов.

Для решения задачи оперативного проведения измерений в условиях клиники на основе компенсационного метода разработан и изготовлен портативный измеритель с индикацией и регистрацией данных микроконтроллером MSP430F247, имеющим микромощное потребление тока. Особенностью измерителя является то, что, помимо акусто-яркостной температуры T_1 в глубине тела, он измеряет и термодинамическую температуру T_2 по шкале Цельсия в месте контакта датчика с поверхностью. Это позволило повысить достоверность и информативность измерений. При созда-

нии измерителя была решена задача многоканальной записи и сохранения данных во внешнюю (съёмную) флэш-память, что позволило не только оперативно проводить измерения температур, но и сохранять данные для последующей обработки и систематизации уже на стационарном компьютере. Перед проведением измерений компенсационным методом необходимо выполнить процедуру калибровки путем прикосновения рабочей поверхности датчика к образцам с известной температурой и затуханием звука [4]. Внешний вид электронного блока и датчика измерителя приведен на рис. 1.

Датчик предназначен для преобразования акустического шума в электрический сигнал и измерения температуры в месте его контакта с поверхностью исследуемого объекта. Рабочая часть датчика с пьезоэлементом прикладывается к поверхности через акустический гель и в таком положении удерживается рукой. В качестве чувствительного элемента используется пьезоэлектрический элемент диаметром 10 мм из ЦТС-19 с резонансной частотой 2 МГц. Он закреплен по контуру в кольце из латуни. С рабочей стороны пьезоэлемент акустически согласован с биологической тканью с помощью четвертьволнового слоя из Herculite XRV (Kerr), а с противоположной – акустически нагружен на воздух и электрически согласован с предусилителем на маломощном транзисторе BFR193, имеющим входное сопротивление 300 Ом. С внутренней стороны к пьезоэлементу также приклеен датчик температуры ТС1047. Входной электрический сигнал, создаваемый собственными тепловыми шумами пьезоэлемента, составляет 0.1–0.3 мкВ. Общий коэффициент усиления предусилителя и многокаскадного усилителя на микросхемах AD8014 в полосе частот 1.5–2.5 МГц составляет 145 дБ.

Электронный блок содержит жидкокристаллический двухстрочный индикатор МТ-08S2А-



Рис. 1. Измеритель акустоярковой температуры.

2FLG-3V0, микроконтроллер MSP430F247 с тактовой частотой 16 МГц и встроенным 8-канальным 12-разрядным АЦП, два Li-Ion аккумулятора типоразмера 18650 (2400 мА · ч, 3.7 В) и узлы коммутации, стабилизации напряжений и дополнительной аналоговой обработки сигналов. Усиленный сигнал с пьезоэлемента подается на квадратичный детектор на микросхеме AD835, и уже сигнал, пропорциональный акустоярковой температуре, поступает на вход АЦП микроконтроллера. Далее этот сигнал, записанный с частотой дискретизации 300 Гц, усредняется за одну, три или пять секунд. От времени усреднения зависит чувствительность измерений. С помощью микроконтроллера осуществляется запись и обработка данных: проведение расчетов, вывод результатов измерений на дисплей, а также запись значений акустоярковой температуры, текущей температуры пьезоэлемента и сигнала маркера событий во внешнюю флэш-память на микросхеме 24FC256T-I/SN, вставляемую в корпус электронного блока. Для считывания данных из флэш-памяти в компьютер используется плата UMFT4222H с протоколом I2C обмена данными. Результат измерений сохраняется в ASCII-формате в виде матрицы из трех столбцов, позволяющей для последующей обработки данных пользоваться стандартными пакетами программ (MathCad, Excel и др.).

На рис. 2 приведены результаты типичного демонстрационного эксперимента. В кювету с водой из воздушной среды B в момент, отмеченный штриховой линией 1, на глубину 1 см погружали рабочую поверхность датчика. Затем в область приема датчиком акустического шума периодически вводили (моменты введения соответствуют штриховым линиям 2 и 4) и полностью выводили (моменты выведения соответствуют штриховым линиям 3 и 5) указательный палец руки. При этом расстояние между поверхностью пальца и рабочей поверхностью датчика составляло примерно 1 см. Время усреднения выбрано равным 3 с. Согласно рис. 2, изменения температур T_1 и T_2 датчика существенно различны. В частности, по изменению акустоярковой температуры T_1 можно определить наличие нагретого объекта в области приема датчика, в то время как изменение термодинамической температуры T_2 это не показывает.

Основные технические характеристики портативного измерителя. Диапазон частот измеряемого шума 1.5–2.5 МГц; чувствительность 0.3°C при времени интегрирования 5 с; глубина измерений шума до 3–4 см; ручной и автоматический (непрерывный) режимы измерения и записи данных; время усреднения 1, 3, 5 с; количество записываемых сигналов в одном отсчете 3; максимальное количество отсчетов 3950. Напряжение

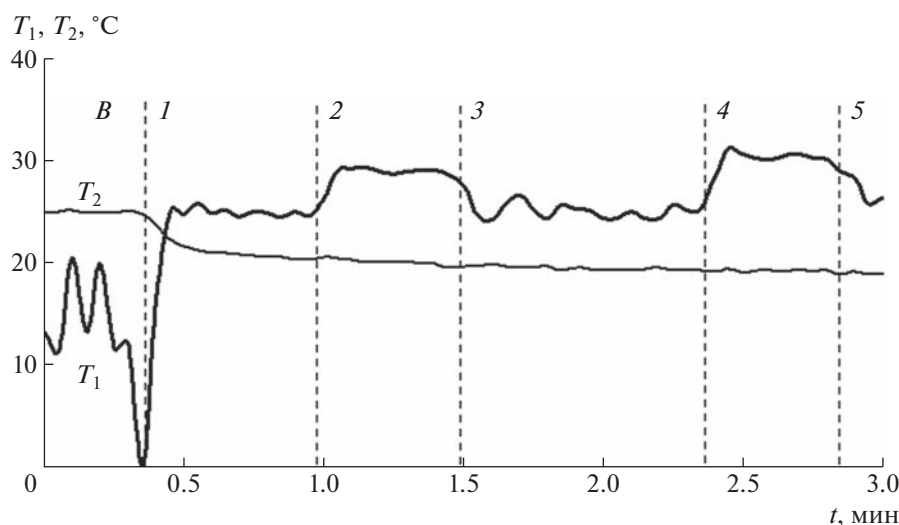


Рис. 2. Изменение акустояростной (T_1) и термодинамической (T_2) температур при периодическом введении (штриховые линии 2, 4) и выведении (штриховые линии 3, 5) пальца руки в область измерения датчика. Штриховая линия 1 — момент погружения рабочей поверхности датчика из воздушной среды B в воду.

питания 6–8 В; ток потребления 70 мА. Габариты: электронного блока — $100 \times 180 \times 40$ мм, датчика — $\varnothing 20 \times 115$ мм.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект № FFUF-2021-0014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mansfel'd A.D.* // *Acoustical Physics*. 2009. V. 55. Iss. 4–5. P. 556.
<https://doi.org/10.1134/S1063771009040125>
2. *Аносов А.А., Беляев Р.В., Вилков В.А., Дворникова М.В., Дворникова В.В., Казанский А.С., Курятникова Н.А.,*

Мансфельд А.Д. // *Акустический журнал*. 2013. Т. 59. № 1. С. 109.

<https://doi.org/10.7868/S0320791913010024>

3. *Аносов А.А., Ерофеев А.В., Щербаков М.И., Мансфельд А.Д.* // *Акустический журнал*. 2022. Т. 68. № 3. С. 330.

<https://doi.org/10.31857/S0320791922020010>

4. *Anosov A.A., Belyaev R.V., Vilkov V.A., Dvornikova M.V., Dvornikova V.V., Kazanskii A.S., Kuryatnikova N.A., Mansfel'd A.D.* // *Acoustical Physics*. 2012. V. 58. Iss. 5. P. 542.

<https://doi.org/10.1134/S1063771012030037>

Адрес для справок: Россия, 603950, Нижний Новгород, БОКС-120, ул. Ульянова, 46, Институт прикладной физики РАН, тел.: +7(831)4164986. E-mail: kazak@appl.sci-nnov.ru

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 577.35

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ МОНИТОРИНГА
EX VIVO СТИМУЛ-ЗАВИСИМОЙ СЕКРЕЦИИ
АТФ ЭПИТЕЛИАЛЬНЫМИ ТКАНЯМИ

© 2023 г. А. А. Хохлов, О. А. Рогачевская, С. С. Колесников

Поступила в редакцию 09.09.2022 г.

После доработки 10.11.2022 г.

Принята к публикации 11.11.2022 г.

DOI: 10.31857/S0032816223020210, EDN: GTJTVR

Аденозинтрифосфат (АТФ) – один из основных нейротрансмиттеров периферической вкусовой системы [1, 2]. Для оценки количества высвободившегося АТФ на уровне биологических тканей традиционно используется классический хемилюминесцентный метод с люциферин-люциферазным комплексом [3]. Этот метод, благодаря высокой чувствительности, позволяет определить пикомолярные количества диффузного АТФ в общем объеме раствора [1] с помощью люминометра, но не отражает динамический поток АТФ в реальном времени.

Нами разработана экспериментальная установка с использованием камеры Уссинга, позволяющая осуществлять стимуляцию вкусовыми веществами апикальной части вкусовой ткани языкового эпителия и проводить непрерывный online мониторинг уровня АТФ, высвобождаемого тканью, с использованием люциферин-люциферазного метода.

Экспериментальная камера представляет собой модификацию камеры Уссинга [4], широко используемой для измерения транспорта ионов, питательных веществ и лекарств через эпителиальные ткани [5], а также анализа выброса гормонов [6]. Камера (рис. 1) состоит из двух частей – верхней 3 и нижней 2, изготовлена из технического органического стекла (ГОСТ 17622-72), прозрачные окна 4, 5 камеры выполнены из покровных стекол Menzel-Glaser № 1 (0.17 мм). Фрагмент вкусового эпителия 7 мыши размещается апикальной поверхностью вверх на тонкой (0.1 мм) пластиковой подложке 6 с отверстием диаметром 0.6 мм и герметично фиксируется с помощью силиконового колцевого уплотнителя 8 между перфузируемыми отсеками верхней и нижней частей камеры. Перфузионные растворы подаются в перфузионные отсеки через воронки, избыток растворов из отсеков перетекает в полости для откачки и оттуда отбирается трубками-отсосами, соединенными

через буферный сосуд с пластинчато-роторным вакуумным насосом (на рис. 1 не показаны). Уровень растворов в отсеках камеры регулируется погружением трубок-отсосов 10 и поддерживается в верхней части на 1.0–1.5 мм выше, чем в нижней, что обеспечивает минимальное гидростатическое давление на эпителий в покое. Использование воронки сглаживает колебания уровня растворов при их подаче/смене, благодаря чему удается избежать артефактов, связанных с механическим воздействием на эпителий, приводящим к неспецифическому выбросу АТФ, и позволяет осуществлять последовательную серию аппликаций растворов на апикальную поверхность эпителия на одном препарате при сохранении его жизнеспособности в камере до 1.5–2 ч. Камера также позволяет апплицировать вкусовые соединения только на апикальную (рецепторную) поверхность эпителия, что дает возможность избежать неспецифических эффектов этих соединений, наблюдавшихся в экспериментах на изолированных одиночных вкусовых клетках и вкусовых почках [7].

Камера с установленным в нее эпителием крепилась винтовыми зажимами на основании 13 вплотную к фронтальной поверхности стеклянной линзы 12 (стекло К8, фокусное расстояние 4 мм, числовая апертура в воздухе 0.8), которая направляла излучение хемилюминесценции из камеры на катод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) 15 микрофотометра РТ1 814 (РТ1, США). Микрофотометр монтировался под основанием внутри магнитного экрана 14. Такая конструкция гарантировала жесткую фиксацию окна камеры относительно линзы и фотокатода, линза обеспечивала высокий светосбор, а экран исключал влияние внешних электрических и магнитных полей на ФЭУ. Камера, закрепленная на основании, дополнительно закрывалась во время регистрации светонепроницаемым колпаком (не показан) для предотвращения паразитной засветки. Вся экспе-

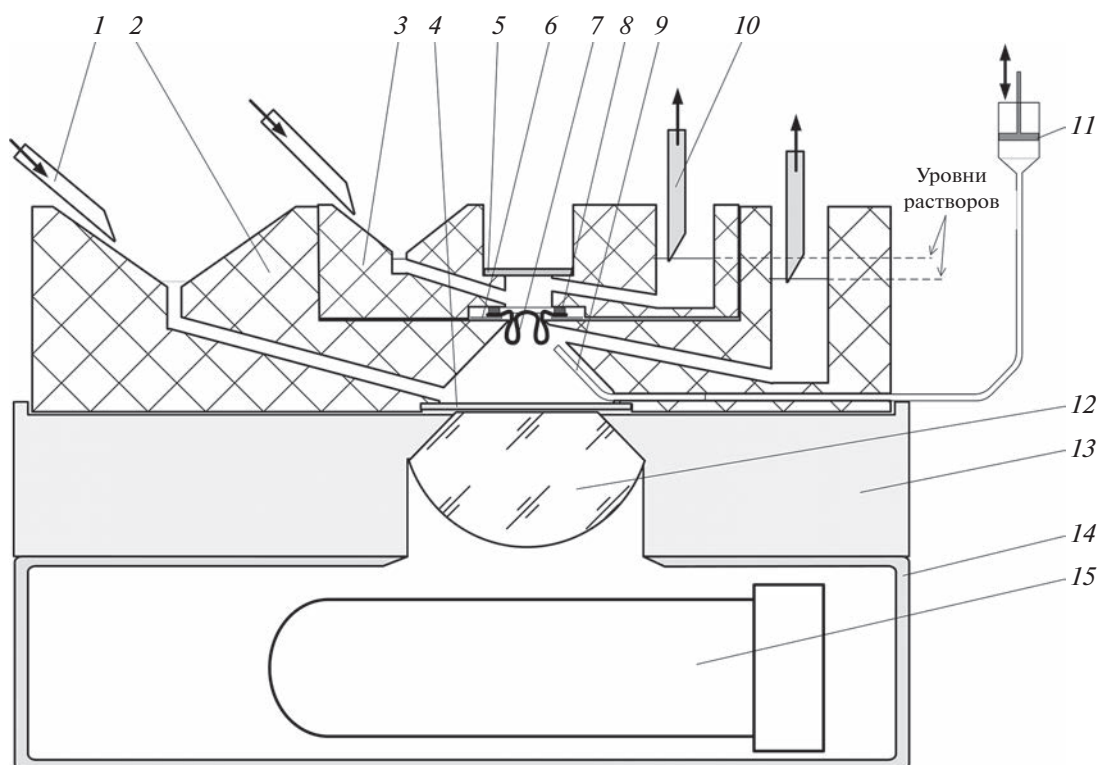


Рис. 1. Схема камеры. 1 – трубка подачи; 2 – нижняя часть камеры; 3 – верхняя часть камеры; 4 – нижнее окно; 5 – верхнее окно; 6 – пластиковая подложка; 7 – фрагмент эпителия; 8 – силиконовый уплотнитель; 9 – капилляр; 10 – трубка откачки; 11 – поршневой насос; 12 – линза; 13 – основание; 14 – экран фотометра; 15 – ФЭУ.

риментальная установка, включающая камеру, насос, сосуды для подачи растворов и буферный сосуд для отбора, располагалась в светонепроницаемом боксе, температура в котором поддерживалась на постоянном уровне ($23\text{--}24^\circ\text{C}$). Микрофотометр использовался в режиме счета фотонов, что обеспечивало большую чувствительность и стабильность работы по сравнению с режимом регистрации фототока. Сигнал микрофотометра через интерфейсный модуль BrightBox (РТИ, США) с помощью программного обеспечения Felix32 (РТИ, США) в реальном времени передавался на персональный компьютер. В качестве приемника использовался ФЭУ R1527P (Hamamatsu Photonics, Япония) со щелочным катодом (квантовый выход 10% в спектральной области $525\text{--}565\text{ нм}$, соответствующей максимальной интенсивности излучения хемилюминесценции используемых реагентов) [8]. Напряжение питания устанавливалось в диапазоне $1050\text{--}1100\text{ В}$ (вблизи высоковольтной границы плато по типовой счетной характеристике сигнальных импульсов), это обеспечивало умножение с коэффициентом более $6 \cdot 10^6$ и темновой шум на уровне ниже 15 с^{-1} по типовой счетной характеристике темновых импульсов (при длине волны 450 нм и температуре $+25^\circ\text{C}$). При напря-

жении питания 1100 В и времени накопления $0.5\text{--}1.0\text{ с}$ измеренный общий шум системы регистрации составил $15 \pm 6\text{ с}^{-1}$ (среднее, стандартное отклонение), т.е. в основном определялся темновым шумом ФЭУ. При подобранной концентрации люциферазы [9] и измеренном общем шуме системы чувствительность регистрации хемилюминесценции составляла около $1.11 \cdot 10^{-10}\text{ моль/л}$ [10], это позволило детектировать (при соотношении сигнал/шум не хуже 10) концентрацию АТФ в камере на уровне 1 нмоль/л , что априорно соответствует высвобождению АТФ примерно десятью вкусовыми клетками в ткани [11].

Вклад АТФ, выделенного тканью в покое и не связанного с реакцией на вкусовую стимуляцию, компенсировался в процессе дальнейшей обработки результатов регистраций путем вычитания средней базовой линии (рис. 2а). Поскольку абсолютная величина регистрируемого при помощи люциферин-люциферазной системы потока хемилюминесценции критически зависит от состояния используемых реагентов [3], состояния животного, степени ферментной обработки ткани при выделении, активности эктоАТФаз (гидролизующих АТФ в ткани) и, возможно, ряда других факторов, вклад которых учесть численно

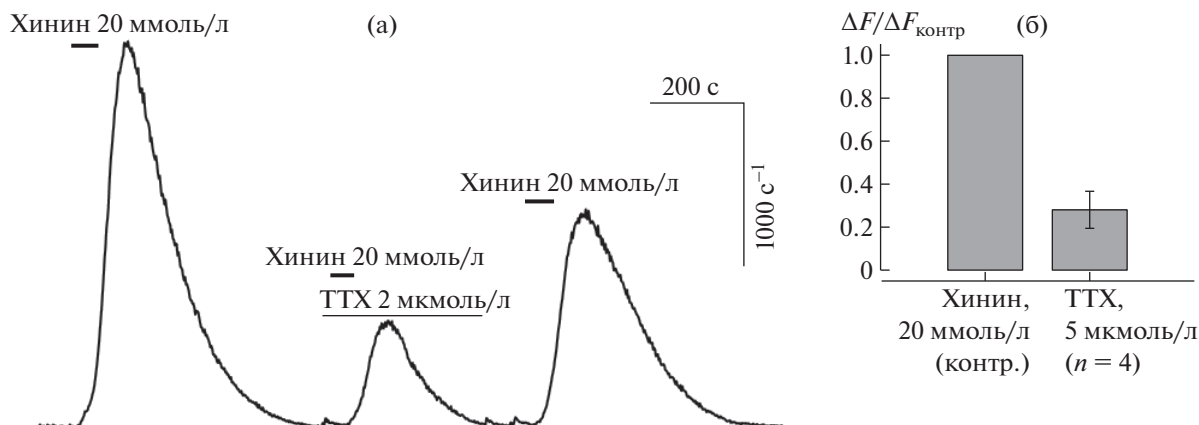


Рис. 2. Регистрация потока хемилуминесценции люциферин-люциферазной смеси, отражающего концентрацию высвобожденного тканью АТФ в нижнем отсеке камеры в различных условиях в реальном времени. **а** – компенсированная на средний базовый уровень регистрация хемилуминесцентного сигнала, обусловленного высвобождением АТФ вкусовым эпителием при кратковременной аппликации на апикальную поверхность эпителия 20 ммоль/л гидрохлорида хинина. При второй аппликации гидрохлорида хинина люциферин-люциферазная смесь в нижней части камеры дополнительно содержала 5 мкмоль/л тетродотоксина, ингибитора потенциал-зависимых натриевых каналов. Ингибирование приводило к высвобождению меньшего количества АТФ, что подтверждает участие тетродотоксин-чувствительных потенциал-зависимых натриевых каналов в секрецию АТР вкусовой тканью. Третий пик отражает частичное восстановление выброса АТФ в ответ на аппликацию гидрохлорида хинина, выполненную после удаления тетродотоксина путем перфузии нижней ячейки камеры физиологическим раствором между 2 и 3 аппликациями. Горизонтальными линиями над экспериментальной кривой указаны время и продолжительность аппликаций; вертикальные стрелки – время смены раствора в нижней части камеры; ТТХ – тетродотоксин. **б** – средние нормированные величины пиковых значений потока хемилуминесценции при аппликации гидрохлорида хинина в присутствии тетродотоксина и в контроле; ΔF и $\Delta F_{\text{контр}}$ – компенсированные пиковые значения потока хемилуминесценции в присутствии ингибитора и в контроле, соответственно; n – число регистраций.

практически невозможно, для сопоставления результатов, полученных в разных экспериментах, вместо общепринятого пересчета потоков хемилуминесценции в абсолютные количества или молярные концентрации АТФ использовались относительные величины потока. Для вычисления последних зарегистрированные величины потока хемилуминесценции, компенсированные на средний уровень базы (выраженные в секундах в минус первой степени), нормировали на величину максимума (пика) ответа после первой аппликации вкусового стимула в начале каждой регистрации, который был условно принят за контроль (рис. 2б). Разработанная камера позволила непрерывно наблюдать при помощи микрофотометра базовый уровень АТФ с целью мониторинга жизнеспособности вкусовой ткани *ex vivo* и регистрировать высвобожденный эпителием АТФ в ответ на серию стимулов (рис. 2) в различных условиях: при смене ионного состава омывающих ткань растворов или подаче ингибиторов [12].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 20-04-01035.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Finger T.E., Danilova V., Barrows J., Bartel D.L., Vigers A.J., Stone L., Hellekant G., Kinnamon S.C. // *Science*. 2005. V. 310 (5753). P. 1495. <https://doi.org/10.1126/science.1118435>
2. Roper S.D., Chaudhari N. // *Nat. Rev. Neurosci.* 2017. V. 18 (8). P. 485. <https://doi.org/10.1038/nrn.2017.68>
3. Neufeld H.A., Towner R.D., Pace J. // *Experientia*. 1975. V. 31. P. 391. <https://doi.org/10.1007/BF01922604>
4. Ussing H.H., Zerahn K. // *Acta. Physiol. Scand.* 1951. V. 23. P. 110. <https://doi.org/10.1111/j.1748-1716.1951.tb00800.x>
5. He L., Yin Y., Li T., Huang R., Xie M., Wu Z., Wu G. // *Front. Biosci. (Landmark Ed)*. 2013. V. 18. Iss. 4. P. 1266. <https://doi.org/10.2741/4178>
6. Geraedts M.C., Troost F.J., De Ridder R.J., Bodelier A.G., Masclee A.A., Saris W.H. // *Obesity*. 2012. V. 20 (3). P. 678. <https://doi.org/10.1038/oby.2011.104>
7. Romanov R.A., Churbanov G.D., Rogachevskaya O.A., Kolesnikov S.S. *Biochemistry (Moscow) Supplement Series A: Membrane and Cell Biology*. 2013. V. 7 (3). P. 242. <https://doi.org/10.1134/S1990747813020062>
8. Hamamatsu Photonics. R1527P Datasheet. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical->

- sensors/pmt/pmt_tube-alone/side-on-type/R1527P.html
9. Хохлов А.А., Рогачевская О.А. // Биологические мембраны. 2021. Т. 38. № 3. С. 225.
<https://doi.org/10.31857/S023347552103004X>
 10. Berthold F., Herick K., Siewe R.M. // Methods in Enzymology. 2000. V. 305. P. 62.
[https://doi.org/10.1016/S0076-6879\(00\)05478-1](https://doi.org/10.1016/S0076-6879(00)05478-1)
 11. Romanov R.A., Rogachevskaja O.A., Bystrova M.F., Jirang P., Margolskee R.F., Kolesnikov S.S. // EMBO J. 2007. V. 26 (3). P. 657.
<https://doi.org/10.1038/sj.emboj.7601526>
 12. Хохлов А.А., Рогачевская О.А. // Сб. статей Международной конференции “Рецепторы и внутриклеточная сигнализация”. (Пушино, Россия, 24–28 мая 2021) 2021. Т. 2. С. 485.
- Адрес для справок: Россия, 142290, Московская область, Пушино, ул. Институтская, 3, Институт биофизики клетки ФИЦ ПНЦБИ РАН.
E-mail: aakhl@rambler.ru*

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ
К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223020325, EDN: PUMTMI

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Акулиничев С.В., Гаврилов Ю.К., Джибкаев Р.М. Калибровка черенковского монитора протонного пучка. – 7 с., 4 рис.

Представлены результаты калибровочных измерений черенковского монитора протонного пучка. Получено хорошее согласие измерений монитора с показаниями ионизационной камеры и пластикового монитора. Черенковский монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низкоэнергетического фона.

Беличенко С.Г., Каретников М.Д., Мазницин А.Д. Энергоугловые корреляции при неупругом рассеянии меченых нейтронов на ядрах углерода, азота и кислорода. – 14 с., 7 рис.

Результаты нейтронного анализа состава вещества методом меченых нейтронов весьма чувствительны к погрешности измерения параметров пиков в γ -спектре. Это приводит к необходимости учета эффекта Доплера, приводящего к сдвигу и уширению пиков γ -спектра, а также анизотропии выхода γ -квантов в зависимости от угла между направлениями движения меченых нейтронов и регистрируемых γ -квантов. В работе приводятся результаты экспериментальных угловых зависимостей сдвига и интенсивности (относительной площади) пиков спектра γ -квантов из ядер углерода, азота, кислорода, измеренных на установке с мечеными нейтронами. Влияние эффекта Доплера и анизотропии углового распределения в устройствах с мечеными нейтронами проявляется при анализе протяженных объектов, при многоуровневом расположении γ -детекторов, когда γ -кванты попадают на детекторы под различными углами относительно потока меченых нейтронов.

Бондарь А.Е., Борисова Е.О., Бузулцков А.Ф., Носов В.В., Олейников В.П., Соколов А.В., Фролов Е.А. Изучение работы матриц кремниевых фотоумножителей при криогенной температуре. – 21 с., 14 рис.

Исследована работа матриц Si-ФЭУ MPPC S13360-6050PE с параллельным и последовательным подключением элементов в условиях эксперимента с двухфазным детектором, а также выполнены теоретические расчеты характеристик сигналов таких матриц. Показано, что длительность сигнала при последовательном соединении Si-ФЭУ с хорошей точностью не изменяется, а при параллельном соединении увеличивается с увеличением числа Si-ФЭУ в матрице. В пределах ошибок интегральная амплитуда сигнала при параллельном соединении не зависит от числа элементов в матрице, а при последовательном соединении наблюдается ее ожидаемое падение, обратно пропорциональное числу элементов в матрице. По результатам данной работы для дальнейшего использования в двухфазном криогенном детекторе темной материи

выбрана матрица Si-ФЭУ, состоящая из четырех элементов, соединенных параллельно, так как для такой матрицы продемонстрирована надежная регистрация однофотозлектронных импульсов, при этом длительность сигнала остается приемлемой.

Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Серебряков Д.В. Временное разрешение и световыход образцов сцинтилляционных детекторов для времяпролетного детектора нейтронов эксперимента VM@N. – 10 с., 3 рис.

Для идентификации нейтронов, образующихся в ядро-ядерных столкновениях при энергиях до 4 АГэВ в эксперименте VM@N с фиксированной мишенью на Нуклотроне (ОИЯИ, Дубна), и измерения их энергии планируется создать новый компактный времяпролетный детектор нейтронов. Этот детектор будет использоваться для измерения выходов и азимутальных потоков нейтронов, которые, как показано в различных теоретических моделях, должны быть чувствительны к уравнению состояния плотной ядерной материи. В качестве чувствительных элементов для активных слоев детектора нейтронов предлагается использовать пластиковые сцинтилляторы российского производства площадью около $10 \times 20 \text{ см}^2$ и толщиной 2.5 см, а для регистрации фотонов – кремниевые фотоумножители с чувствительной площадью $6 \times 6 \text{ мм}^2$, по одному на каждую сцинтилляционную ячейку. Для достижения требуемого разрешения (порядка нескольких процентов) по энергии нейтронов в диапазоне энергий нейтронов до 4 ГэВ временное разрешение сцинтилляционных детекторов должно быть 100–150 пс. Обсуждается концепция времяпролетного нейтронного детектора. Приводятся результаты проведенных измерений световыхода и временного разрешения ряда образцов сцинтилляционных детекторов различных размеров. Результаты получены при использовании кремниевых фотоумножителей двух типов.

Данилов М.В., Ершов Н.В., Кобякин А.С., Куденко Ю.Г., Русинов В.Ю., Тарковский Е.И., Федорова Д.В., Федотов С.А., Чвириова А.А., Чернов Д.О. Сцинтилляционные детекторы заряженных частиц для черенковского нейтринного детектора. – 7 с., 6 рис.

Представлены результаты измерений параметров сцинтилляционных вето-детекторов, которые планируется установить в промежуточном водном черенковском детекторе проекта “Гипер-Камиоканде”. Вето-детекторы представляют собой дисковые сцинтилляторы с вклеенными спектросмещающими волокнами и компактными фотоприемниками – кремниевыми фотоумножителями. Показано, что эффективность регистрации космических мюонов такими детекторами превышает 99%.

Рязанцев А.В., Букреева С.И., Васильев А.Н., Горин А.М., Гончаренко Ю.М., Моис-

сеев В.В., Мочалов В.В., Семенов П.А. Сцинтилляционный волоконный годоскоп эксперимента СПАС-ЧАРМ на ускорительном комплексе У-70. — 9 с., 8 рис.

Представлен сцинтилляционный волоконный годоскоп высокого разрешения с использованием многоанодных фотоэлектронных умножителей. Подробно изложена технология изготовления волоконных каскадов и их монтажа в корпус детектора, приведены функциональная схема дискриминатора анодных сигналов, а также характеристики годоскопа при работе в составе экспериментальной установки на пучках канала 14 ускорительного комплекса У-70.

Топорков Д.К., Глуховченко С.Ю., Николенько Д.М., Рачек И.А., Семёнов А.М., Шестаков Ю.В. Измерение поляризации дейтериевого атомного пучка с помощью поляриметра лэмбовского сдвига. — 9 с., 11 рис.

Описан криогенный источник поляризованных атомов дейтерия, который используется в эксперименте по измерению анализирующих способностей реакции фотодезинтеграции дейтрона на электронном накопителе ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН. Измерена эффективность переходов атомов в заданное энергетическое состояние в блоке среднего магнитного поля (Medium Field Transition (MFT)), в блоке сильного поля (Strong Field Transition (SFT)), а также при совместной работе этих блоков. Измерения проведены с помощью поляриметра лэмбовского сдвига. Измеренная эффективность блоков составила более 90%. Приведена процедура определения фона в поляриметре. Применение откачки в камере ионизатора должно привести к существенному уменьшению фонового сигнала.

Фомин А.К., Серебров А.П. Моделирование детектора антинейтрино для второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3. — 8 с., 7 рис.

Выполнено моделирование эксперимента по поиску стерильного нейтрино с новым детектором для второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3 (Дмитровград, Россия). Детектор сцинтилляционного типа предназначен для регистрации реакторных антинейтрино и имеет многосекционную структуру с горизонтальным расположением секций. В результате моделирования получены распределения счетов от мгновенных и задержанных сигналов, а также эффективность детектора в зависимости от выбранных порогов. Проведено моделирование потока антинейтрино с учетом размеров активной зоны реактора и ее пространственного расположения по отношению к детектору. Благодаря этому рассчитан эффект, который должен быть получен в результате измерений для заданных параметров осцилляций и энергетического разрешения детектора.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Артюх А.Г., Кононенко Г.А., Саламатин А.В., Середа Ю.М. Прецизионные источники высокого напряжения для детекторов ядерного излучения на стандартном промышленном трансформаторе. — 10 с., 3 рис.

Разработаны прецизионные источники высокого напряжения для детекторов ядерного излучения (полупроводниковых детекторов, на основе фотоэлектронных умножителей и пр.). Вместо специализированного высоковольтного трансформатора использован распространенный сетевой (~220 В) трансформатор POL-12012 совместно с умножителем напряжения. Электриче-

ские параметры блоков: диапазон — от 0 до ± 2500 В; мощность ≤ 10 Вт; КПД — до 77%; пульсации при нагрузке 2 МОм (2 кВ) — 1 мВ; частота преобразования — до 150 кГц; управление ручное/внешнее; плавный рост/спад напряжения; отключение при перегрузке; температурный дрейф $\leq 0.004\%/^{\circ}\text{C}$; рабочая температура — от -40 до $+60^{\circ}\text{C}$. Исполнение: евромеханика 3U или автономный блок $80 \times 80 \times 40$ мм. Источники используются в ряде экспериментов и промышленных установках, где обеспечивают качество, надежность, температурный диапазон и необходимый функционал.

Балзовский Е.В., Буянов Ю.И., Ефремов А.М., Кошелев В.И., Некрасов Э.С., Смирнов С.С. Мощный источник сверхширокополосного излучения субнаносекундной длительности с управляемыми характеристиками. — 13 с., 14 рис.

Разработан мощный источник сверхширокополосного излучения субнаносекундной длительности на основе гибридной антенны с офсетным отражателем. В фокусе отражателя расположена решетка 2×2 комбинационных антенн, возбуждаемых четырехканальным формирователем биполярных импульсов напряжения с амплитудой 65 кВ и длительностью 0.5 нс на частоте повторения до 100 Гц. Реализованы режимы излучения с дискретным сканированием волновым пучком, а также с линейной, ортогональными и эллиптической поляризациями. Получены импульсы излучения с напряженностью поля 40–120 кВ/м на расстоянии 4.5 м.

Еникеев Р.Ш., Сапожников К.С., Руденко А.А. Сильноточный высоковольтный предохранитель для защиты импульсных силовых цепей. — 9 с., 7 рис.

Представлены результаты разработки и исследования сильноточного высоковольтного предохранителя, предназначенного для защиты от токов короткого замыкания отдельных элементов силового оборудования системы электропитания международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР). В соответствии с требованиями ИТЭР предохранитель предназначен для использования в импульсном режиме работы и при возникновении короткого замыкания должен отключить ток амплитудой до 30 кА, обеспечив длительный разрыв электрической цепи с напряжением до 9 кВ. Приводится описание конструкции разработанного предохранителя, рассматриваются основные технические решения, обеспечивающие его соответствие требованиям по электрической прочности, коммутируемому току и времени отключения, а также результаты экспериментальных исследований коммутационных характеристик. Определены диапазон отключаемых токов и электрическая прочность в импульсном режиме работы с приложением послекоммутационного напряжения.

Хусаинов Т.А., Проявин М.Д., Лубяко Л.В. Режурные фильтры, изготовленные методом 3D-печати, для систем СВЧ-диагностики установок управляемого термоядерного синтеза. — 11 с., 5 рис.

Обсуждается возможность применения технологии 3D-печати с последующей металлизацией при изготовлении полосовых волноводных режурных фильтров, предназначенных для обеспечения работы чувствительной приемной аппаратуры в экспериментах по коллективному томсоновскому рассеянию на флуктуациях плотности электронов плазмы, в которых используется мощное (до нескольких сотен киловатт) зондирующее излучение. Создан двухрезонаторный прототип фильтра, исследованы его характеристики и опробована работа в реальных условиях. Полученные результа-

ты указывают на перспективность использованной технологии. С учетом того, что такие фильтры играют ключевую роль в обеспечении электромагнитной совместимости диагностической приемной аппаратуры и гиротрона, предложенная технология изготовления СВЧ-компонентов открывает возможности, представляющие интерес для широкого круга исследователей.

Широков В.А., Галузин А.С., Милич В.Н. Особенности построения усилителей сигнала раскочки пьезоизлучателя для лабораторного гидроакустического исследовательского комплекса. — 13 с., 6 рис.

Описаны усилители сигнала раскочки пьезоизлучателей аппаратного обеспечения гидроакустического исследовательского комплекса, предназначенные для усиления кратковременных сигналов с амплитудной, частотной и фазовой модуляцией на частоте 1 МГц. Особенностью линейного усилителя сигналов с амплитудной модуляцией является применение усилителя с токовой обратной связью, характеризующегося высокими скоростными свойствами. Особенность ключевого усилителя сигналов с постоянной амплитудой (частотная и фазовая модуляция) — это применение оптопар в схеме формирователя управляющих импульсов выходных MOSFET (metal-oxide-semiconductor field effect transistor), что обеспечило симметрию импульсов. Высокая скважность усиливаемых сигналов позволила избежать необходимости в специальных теплоотводах и выполнить простую и компактную реализацию схем. Коэффициент усиления линейного усилителя составил 18 дБ, максимальная амплитуда выходного сигнала — 80 В, ключевого — 26 дБ и 200 В соответственно. Приведены конкретные схемотехнические решения.

Шиянов А.А., Сннов Ю.М., Чистилин С.В., Мустафа Г.М., Гусев С.И., Карпинский В.Н., Ходжибагян Г.Г., Шурыгин А.А., Травин Н.В. Прецизионный источник тока с накопителем энергии для питания сверхпроводящих структурных магнитов Бустера комплекса NICA. — 17 с., 12 рис.

Прецизионный источник тока типа ПИТ11-260 мощностью 2.2 МВт предназначен для питания сверхпроводящих структурных магнитов Бустера коллайдерной установки NICA, создаваемой в Объединенном институте ядерных исследований. Источник формирует периодические импульсы тока трапециевидной формы амплитудой до 10 кА с точностью 0.001–0.01%. Источник выполнен на основе модульных многоуровневых транзисторных преобразователей напряжения в комбинации с емкостным накопителем энергии на 6.1 МДж, обеспечивающим снижение влияния мощной импульсно-периодической нагрузки на сеть общего пользования и снимающим проблему проникновения возмущений из сети в цепи питания сверхпроводящих магнитов.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Булавская А.А., Бушмина Е.А., Григорьев А.А., Ермакова А.С., Милойчикова И.А., Стучебров С.Г. Разработка методики определения оптимального количества проекций при реализации метода многоугольного сканирования пучка ионизирующего излучения. — 11 с., 6 рис.

Разработан метод многоугольного сканирования для измерения распределения интенсивности пучка в поперечном сечении. Данный метод основан на реконструкции профилей пучка, полученных под разными углами в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Для

эффективной реализации метода многоугольного сканирования необходимо найти оптимальное количество проекций, т.е. такое количество проекций, при котором результат измерения остается достоверным при минимальном времени измерения. В результате численного эксперимента была разработана методика поиска оптимального количества проекций и было показано, что без учета ошибок, вызванных работой узлов экспериментальной установки, оптимальное число проекций равно 10. Для устранения этой погрешности было проведено многоугольное сканирование рентгеновского пучка и были реконструированы распределения его интенсивности в поперечном сечении при разном количестве проекций. С помощью разработанной методики было определено оптимальное количество проекций для данной экспериментальной установки, которое составило 18.

Герасимов В.В., Никитин А.К., Лемзяков А.Г. Планарный интерферометр Майкельсона на поверхностных плазмонах терагерцевого диапазона. — 24 с., 3 рис.

Представлены оптическая схема и технические характеристики терагерцевого планарного интерферометра Майкельсона на поверхностных плазмонах. Описана методика определения комплексного показателя преломления поверхностных плазмонов ($\tilde{n}_s = n_s + ik_s$) по регистрируемым интерферограммам. Представлены результаты тестовых измерений на плоских поверхностях с золотым напылением, покрытых слоями ZnS толщиной от 0 до 3 мкм, с использованием мощного когерентного излучения Новосибирского лазера на свободных электронах на длине волны $\lambda_0 = 141$ мкм. По результатам измерений найдено значение эффективной диэлектрической проницаемости поверхности напыленного золота, которое оказалось на порядок меньше, чем у кристаллического золота. Путем анализа энергетических потерь в плазмонном интерферометре выполнена оценка его динамического диапазона по мощности излучения (10^6 – 10^8), необходимого для измерений на образцах с разными \tilde{n}_s , а также предложены пути повышения отношения сигнал/шум путем оптимизации элементов оптической схемы и детектора.

Дорошкевич С.Ю., Воробьев М.С., Торба М.С., Гришков А.А., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А., Шугуров В.В., Леванисов В.А. Эффективный способ генерации и вывода электронного пучка в атмосферу в широкоапертурном ускорителе на основе ионно-электронной эмиссии. — 12 с., 10 рис.

Представлен новый способ повышения коэффициента вывода электронного пучка в атмосферу для ускорителей с несамостоятельным высоковольтным тлеющим разрядом, характеризующийся высокочастотной (десятки килогерц) генерацией вспомогательного разряда. Повышение эффективности вывода пучка в атмосферу достигается путем использования импульсного вспомогательного тлеющего разряда орбитронного типа и управления коэффициентом заполнения импульсов этого разряда при стабилизации среднего значения его тока. На примере исследуемого ускорителя показана возможность повышения коэффициента вывода на 0.3 относительно режима с постоянным током.

Завьялова М.А., Солдатенко А.В., Кокарев С.А. Прецизионный датчик положения для оперативного контроля лазерного синтеза микроструктур на трехмерных поверхностях оптических материалов. — 12 с., 10 рис.

Представлены результаты компьютерного моделирования прецизионного датчика положения на основе ножа Фуку для автоматической фокусировки излучения в ходе высокоскоростных лазерных технологических процессов, приведены результаты его внедрения и испытания на промышленных предприятиях в составе круговых лазерных записывающих систем. Данный датчик встраивается в лазерные комплексы для микроструктурирования поверхности оптических материалов и позволяет определять их положение с высоким разрешением (погрешность не превышает 0.1 мкм).

Кизириди П.П., Озур Г.Е. Увеличение энергии в импульсе радиально сходящегося низкоэнергетического сильноточного электронного пучка. — 8 с., 4 рис.

Исследованы энергетические характеристики сильноточной электронной пушки с радиально сходящимся электронным пучком. Катодный узел пушки состоял из одной или двух кольцевых секций с внутренним диаметром 8 см, каждая из которых включала 18 резистивно развязанных дуговых источников плазмы, инициируемых пробоем по поверхности диэлектрика. Показано, что электростатическое экранирование, препятствующее выходу электронов и ультрафиолетового излучения из катодной и анодной плазмы в пространство за катодом, снижает вероятность развития пробоя вдоль резисторов дуговых источников плазмы и позволяет примерно вдвое увеличить энергию пучка, выделяемую в аноде. В двухсекционном варианте катодного узла ширина автографа пучка на аноде (следа оплавления) составила около 7 см при аксиальном расстоянии между центрами секций 4 см.

Котов А.Н., Старостин А.А., Шангин В.В., Бобин С.Б., Лончаков А.Т. Установка для термофлуориметрии полупроводниковых материалов в сильном магнитном поле при низких температурах. — 6 с., 2 рис.

Разработаны конструкция экспериментальной ячейки и оптоэлектронный блок для исследования релаксационных процессов в приповерхностной области полупроводников при импульсном лазерном облучении в температурном диапазоне от 3 до 300 К и магнитном поле до 12 Тл.

Котов В.М. Управляемое сведение лучей с разными длинами волн посредством акустооптической брэгговской дифракции. — 11 с., 6 рис.

Предложен метод управляемого сведения лучей с разными длинами волн посредством акустооптической (АО) брэгговской дифракции. Приведена методика расчета параметров дифракции двух лучей на одной акустической волне в одноосном кристалле, позволяющая определить условие сведения лучей. Расчеты продемонстрированы на примере сведения лучей с длинами волн 0.514 и 0.633 мкм в одноосном кристалле парателлуриата посредством АО-взаимодействия с “медленной” акустической волной. Выполнены эксперименты, подтвердившие основные теоретические выводы.

Ниненко С.И. Сильфонная камера в качестве дожимающей ступени для получения давления 1 ГПа в газовой среде. — 7 с., 2 рис.

Описана дожимающая ступень установки для сжатия газовой среды до 1 ГПа, в качестве которой используется тонкостенная сильфонная камера, погруженная в гидростатически сжатую среду. Такая конструкция позволяет создавать требуемое давление в рабочем объеме более 1.5 см³, что достаточно и для опти-

ческих исследований, и для точных измерений давления в рабочей камере.

Оздиев А.Х., Сырякин В.И. Контурный метод томографического сканирования с идентификацией дефектов при помощи компьютерного зрения. — 9 с., 14 рис.

Исследование крупногабаритных объектов является одной из самых распространенных проблем рентгеновского томографического сканирования, решение которой требует применения более мощных источников излучения, сложной дорогостоящей мехатроники, а также детекторных устройств большого размера, что, несомненно, ведет к кратному удорожанию самой рентгеновской установки. В данной статье представлен один из возможных методов решения данной проблемы, суть которого заключается в сканировании объектов по их контуру. Такой подход способен сильно сократить стоимость комплектовующих рентгеновской установки. В то же время подход обладает существенным ограничением: наличием большого числа артефактов, которые не позволяют с достаточной достоверностью детектировать дефекты. Данную проблему предложено решить при помощи машинного обучения.

Сандуляк А.А., Сандуляк Д.А., Полискова М.Н., Ершова В.А., Сандуляк А.В. Расширение возможностей магнитометра с полюсами-полусферами. — 12 с., 5 рис.

Описан модернизированный магнитометр, работающий на пондеромоторном принципе, в котором специально используемые полюса сферической формы создают неоднородное магнитное поле с зонами с практически постоянными значениями магнитного градиента (MG) и/или магнитного силового фактора (MFF) в окрестностях экстремумов координатных зависимостей MG и MFF. Зоны MG_{const} и MFF_{const} фиксируемые в магнитометре ограничителями в виде управляемых маркеров (лазерных), имеют индивидуальные значения координат их условных центров x_{extr} и протяженностей Δx с допускаемой погрешностью измерения данных MG и MFF в пределах таких зон. Показано, что при разных взаимных расстояниях между полюсами-полусферами диаметром D зона MFF_{const} в сравнении с зоной MG_{const} располагается (по x_{extr}/D) на треть ближе к межцентральной линии полюсов-полусфер и является настолько же менее протяженной (по $\Delta x/D$).

Сошенко В.В., Кожокару И.С., Большедворский С.В., Рубинас О.Р., Козодаев А.М., Дрофа С.М., Вилюжанина П.Г., Примак Е.А., Смолянинов А.Н., Акимов А.В. Двухчастотный резонатор для возбуждения сверхтонких переходов в азотно-вакансионном центре окраски в алмазе. — 8 с., 7 рис.

Представлены результаты разработки двухчастотного резонатора для частот 4.95 и 7.1 МГц, соответствующих частотам сверхтонких переходов основного состояния азотно-вакансионного центра окраски в алмазе. Продемонстрирована работоспособность резонатора путем наблюдения осцилляций Раби. Амплитуда переменного магнитного поля составила 1.6 и 1 мТл для частот поля 4.95 и 7.1 МГц соответственно при мощности на входе резонатора 0.3 Вт.

Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикун С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Салахутдинов Г.Х. Исследование энергетической компоненты рентгеновского излучения горячей точки на установке X-пинч. — 7 с., 5 рис.

Описана методика и приведены основные экспериментальные результаты исследования пространственной структуры плазменных объектов гибридного X-пинча в диапазоне рентгеновского излучения. Представлены результаты измерений спектральных характеристик источников рентгеновского излучения плазменных объектов. Исследования проведены с использованием термомюниесцентных детекторов на основе фторидов лития LiF(Mg,Ti).

Ярмошенко Ю.М., Кантур И.Э., Долгих В.Е., Кузнецова Т.В. Регистрация рентгеновского изображения с помощью детектора на основе микроранальных пластин. — 10 с., 5 рис.

Описана система регистрации рентгеновского изображения, состоящая из детектора, содержащего две микроранальные пластины, из оптического объектива и цифровой видеокамеры. На рентгеновском флуоресцентном спектрометре с изогнутым кристаллом кварца и с горизонтальной фокусировкой методом Иоганна получены изображения K-спектров Ca, Ti, Mn, Fe, Co. Измерения выполнены с использованием детекторов с коэффициентами усиления 10^6 , 10^7 и двух видеокамер, имеющих разные характеристики и размеры пикселей. Достигнута высокая скорость измерения спектров с приемлемой статистикой. Измерение спектров продублировано на одномерном позиционном детекторе.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Abbasian Motlagh Mehdi, Rastegarza-deh Gohar. Simulation of a typical Wolter-I X-ray telescope using the Geant4 toolkit. — 8 p., 5 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Wolter-I is the most common optics in X-ray telescopes. In addition to using high-reflectivity mirrors, it is necessary to use more than a single Wolter-I shell and an appropriate number of shells in a telescope structure to collect the highest number of photons at the detector position. By considering various parameters such as the weight of the telescope, the desired wavelength range, and the available technology, the proper number of Wolter-I shells and their specifications can be determined.

In the present work, using our Genant4-based X-ray telescope simulation application, we have simulated an X-ray telescope with 58 shells similar to XMM-Newton telescope. Based on the characteristics of XMM-Newton telescope, we developed a set of procedures to define the properties of the shells and constructed them in the application. The performance of the simulated telescope in collecting specified X-rays has been investigated. We executed the application at five energies, including 1, 2, 3, 4, and 5 keV. These energies are in the energy range in which XMM-Newton mirrors are most efficient. We also investigated the telescope's performance for some widely used materials as the surface of mirrors with a thickness of one nanometer. The simulation results confirmed that the presence of more shells with different radii increases the telescope's ability to collect photons over a broader range of energy. Also, the simulated telescope performed better for shells with smaller radii for every material and in all the energies.

Yan-Cheng Ye, Yan-Shan Zhang, Tsair-Fwu Lee, Jia-Ming Wu. The Determination of Virtual Source Position using Poka-Yoke concept to minimize mistakes for Scanning-Passive Scatter Beam in Carbon Ion

Therapy. — 18 p., 3 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

We developed a mistake-proofing technique (Poka-Yoke) capable of dealing with the virtual source position delivered by different carbon ion energies for scanning-passive scatter beam in carbon ion therapy. Despite a lot of methods that have been proposed for the determination of virtual source position for electron beam therapy in a linear accelerator and proton beams, none for heavy charged particles-like carbon ions have been investigated. The method can be also used for electron and the proton beams.

Башкуев Ю.Б., Аюров Д.Б., Шунков А.Д. Многоканальная установка для исследования гидродинамических явлений, возникающих при набегании волн на береговую линию озера Байкал. — 7 с., 5 рис.

На береговой линии оз. Байкал, вблизи с. Горячинск, проведены испытания установки для исследования взаимосвязи между волновыми гидродинамическими и электрическими процессами. Рассмотрены аппаратура и методика измерений. Представлены результаты измерений при различных условиях волнового процесса. Физика явления относится к классу гидродинамических эффектов. Фильтрационное естественное электрическое поле связано с движением набегающей байкальской волны в пористом песке. При движении пресной воды в пористой среде образуется электрическое поле.

Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Навигационные групповые радиооптические отражатели кругового действия. — 13 с., 10 рис.

Разработаны конструкции навигационных групповых радиооптических отражателей кругового действия. Приведены результаты экспериментальных исследований их характеристик рассеяния в составе плавучего буя. Получены сравнительные оценки дальности видимости плавучих буйев, оборудованных групповыми радиооптическими отражателями, в оптическом и радиолокационном диапазонах длин волн. Экспериментальные исследования проводились в Обском бассейне внутренних водных путей — на реках Обь и Томь.

Векшин Ю.В., Зотов М.Б., Лавров А.С., Поздняков И.А., Хвостов Е.Ю., Чернов В.К. Широкополосная приемная система для радиоинтерферометра нового поколения. — 14 с., 11 рис.

Рассмотрены основные принципы работы и особенности конструкции разработанной в ИПА РАН широкополосной приемной системы, работающей на ортогональных линейных поляризациях в диапазоне частот 3–16 ГГц с шириной полосы выходных частот 2 ГГц. Приведены результаты измерений параметров приемной системы и характеристик радиотелескопа РТ-13, оснащенного разработанной приемной системой.

Малышев Р.В., Силина Е.В. Люминометр. Принцип работы, устройство и рекомендации при сборке. — 9 с., 11 рис.

Описано устройство и принцип работы люминометра, предназначенного для определения концентрации пероксида водорода в водных растворах посредством измерения интенсивности светового потока. Обозначены ключевые моменты, на которые следует обратить внимание при изготовлении прибора. Описаны результаты лабораторных испытаний, согласно которым в диапазоне концентраций пероксида водорода от 0.12 до $1.95 \cdot 10^{-6}$ М сохраняется линейная зависимость ($r^2 = 0.97$) интенсивности сигнала от кон-

центрации H_2O_2 . Представлены результаты измерения содержания пероксида водорода в листьях пшеницы в процессе деэтиляции.

Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М. Оптимизация бессепарационного трехфазного расходомера нефть–вода–газ горизонтальной ориентации с двухизотопным гамма-плотномером. – 19 с., 9 рис.

Вероятно, впервые представлена информация о характеристиках бессепарационных трехфазных расходомеров нефть–газ горизонтальной ориентации, связанная с оптимизацией конструкции по результатам экспериментальных исследований одноизотопных и двухизотопных γ -плотномеров и комбинированного конического сужающего устройства (СУ), состоящего из двух последовательных конусов различных размеров. Эксперименты проводились как на смеси “реальная нефть–газ–соленая вода” на стенде фирмы TUV SUD NEL, г. Глазго, так и на модельных потоках “эксол–газ–пресная вода” на эталоне многофазных потоков ГЭТ195-2011 во ВНИИР, г. Казань, для типичных расходомеров с номинальным диаметром DN 100. Показано, что γ -плотномер целесообразно устанавливать в сечении с промежуточным диаметром $D = 70$ мм, в качестве измерительного СУ использовать конус 70/50 мм, а конус 100/70 мм применять для предварительного ускорения потока с целью уменьшения разнообразия режимов течения двухфазных и трехфазных потоков в измерительном СУ и в проточной части γ -плотномера. Это позволяет существенно улучшить характеристики макета расходомера. Проведено сравнение некоторых полученных характеристик с характеристиками известного вертикального аналога Vx Schlumberger и представлены варианты конструкций усовершенствованного горизонтального трехфазного расходомера, позволяющих также увеличить срок его службы и повысить рабочее давление.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Serdar Altinkaya, Alper Bayrak, Nihat Daldal, Osman Eren Özdil. Stable Measurement System for Platinum Resistance Temperature Detector. – 10 p., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Stable and precise temperature measurement is crucial for thermodynamic applications. The stability and precision of the measurement depend on the sensor type and measurement method. In industrial applications, Platinum Resistance Temperature Detectors (RTD) are widely preferred. In this study, stable and precise temperature measurement methods by using the platinum RTD PT1000 sensor are investigated. Measurement methods are considered as measurement circuits and digital filter applications, separately. Experimental studies were evaluated on a household-type oven and comparative results are presented.

Аксенов О.И., Фукс А.А., Волков Н.А., Аронин А.С. Метод проведения усталостных испытаний тонких проволок. – 7 с., 4 рис.

В рамках данной работы разработан новый метод усталостных испытаний на растяжение тонких микропроводов и проволок, соответствующий ГОСТ 25.502-79. Разработанный метод проверен на аморфных микропроводах состава $Fe_{77.5}Si_{17.5}B_{15}$ в стеклянной изоляции. Установлено, что режим деформирования в интервале напряжений от 0 до 700 МПа соответствует долговечному использованию исследованных микропроводов (миллионы циклов). Кроме того, изученные микропровода способны выдерживать сотни тысяч циклов растяжения при напряжениях от 700 до 1100 МПа.

Гусева В.Е., Корепанов М.А., Королева М.Р., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салашенко Н.Н., Чхало Н.И. Способы формирования газовых, кластерных спрейных и жидкостных мишеней в лазерно-плазменном источнике излучения. – 15 с., 12 рис.

Рассматриваются способы формирования жидкостных, микрокапельных, кластерных и газовых мишеней в вакууме для использования в лазерно-плазменных источниках излучения. Приведены характеристики используемых систем формирования мишеней и систем напуска газа на их основе. Данные системы формируют импульсные и статичные струи с малым массовым расходом: порядка ~ 70 мл/ч жидкости или 1500 см³/ч газа, что позволяет проводить откачку вакуумного объема одним турбомолекулярным насосом с производительностью 1000 л/с.

Зеленков В.А., Лебедев М.Е., Рудый А.С., Чурилов А.Б. Твердотельный миниатюрный термостат с программным управлением. – 10 с., 5 рис.

Описана конструкция лабораторного твердотельного термостата на элементах Пельтье с диапазоном рабочих температур от -50 до $+90^\circ\text{C}$, выполненного на современной элементной базе. Образцами могут быть пленки, фрагменты кремниевых пластин с исследуемыми структурами и другие миниатюрные объекты с лицевыми размерами до 15×15 мм. Толщина образцов ограничивается теплопроводностью их материала и может достигать 3 мм.

Ищенко А.Н., Буркин В.В., Касимов В.З., Дьячковский А.С., Чупашев А.В., Саммель А.Ю., Рогаев К.С., Сидоров А.Д., Майстренко И.В., Корольков Л.В., Бураков В.А., Саморокова Н.М. Адаптация гидробаллистического стенда для испытаний малогабаритных метательных установок. – 7 с., 5 рис.

На основе баллистического проектирования выполнена оценка габаритов метательной установки с длиной ускорительного канала 20 см. Проведена адаптация гидробаллистического стенда к проведению испытаний малогабаритных метательных установок. С использованием малогабаритной метательной установки реализованы режимы входа в воду ударников через воздушный участок и непосредственно из ускорительного канала.

Старчиков С.С., Фунтов К.О., Заяханов В.А., Фролов К.В., Клёнов М.Г., Бондаренко И.Ю., Любутин И.С. Модернизированный безжидкостный гелиевый криостат замкнутого цикла для мессбауэровских исследований. – 16 с., 9 рис.

Одной из проблем при использовании криостатов замкнутого цикла для прикладных и фундаментальных научных исследований остается передача механических вибраций на исследуемый образец. Особенно это актуально для мессбауэровской спектроскопии и оптических методов исследований, так как в таком случае это приводит к уширению спектральных линий. В данной работе представлены различные инженерные подходы для снижения механических вибраций, передаваемых на образец, в криостатах замкнутого цикла, в частности, при проведении мессбауэровской спектроскопии. Проведен анализ уширения спектральных линий эталонного поглотителя – фольги α -Fe, а также выполнено сравнение спектров высококачественного монокристалла $FeVO_3$ до и после модернизации криостата. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых или усовершенствовании существующих криостатов.

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223020337, EDN: QJENTA

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах.

В 2022 г. наш журнал открывает новый раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”. Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ. Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как “дополнительные материалы” к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор

сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описанием достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: <http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунок, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунок на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/> (русская версия) и <https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/> (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”, должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/>, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (<https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/>). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции (instr@pleiadesonline.com). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопрос фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следо-

вать инструкциям по ссылке <https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/>

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть пре-

дельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками – это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существующего с 1956 года.

7. **Список литературы**. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство, место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан **ПОЛНЫЙ** перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисовочная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны

располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>. Упомянутые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>).

9. К статье должен быть приложен список специальных терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отре-

дактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: <http://get.adobe.com/reader>. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов**, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/>