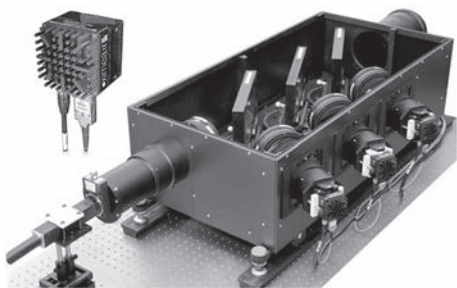




ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



www.sciencejournals.ru



Спектрометр-полихроматор высокого разрешения

К статье Кузьмина Н.В. и др., с. 85



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 6, 2023

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка для исследования газовых смесей для трехкаскадного
газового электронного умножителя

А. В. Галаванов, А. В. Кумпан, Г. Х. Салахутдинов, В. В. Сосновцев, А. В. Шакиров 5

Тонкостенные дрейфовые трубки с резистивным катодом из DLC
и внешним стриповым считыванием сигнала

*В. В. Акулич, К. Г. Афанасьев, В. Г. Баев, А. О. Колесников,
Н. П. Кравчук, Н. А. Кучинский, В. Л. Малышев, С. А. Мовчан* 10

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Волноводный детектор мощности трехмиллиметрового диапазона
с низким коэффициентом отражения

*В. В. Паршин, А. А. Чиликов, А. М. Щитов, С. Ю. Корнишин,
И. Н. Шевелёв, Е. А. Серов, С. А. Королёв* 18

Генератор высоковольтных наносекундных импульсов
на основе динисторов с ударной ионизацией

С. В. Коротков, А. Л. Жмодиков, Д. А. Коротков 23

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Плазменная установка МК-200

*В. А. Костюшин, И. М. Позняк, Д. А. Топорков, Д. А. Бурмистров,
К. В. Журавлев, С. Д. Лиджигорьев, Р. Р. Усманов, В. Ю. Цыбенко, В. С. Немчинов* 28

Метод измерения диаграммы направленности рассеянного
излучения из лазерной плазмы с использованием засвеченной фотобумаги

Л. М. Лавров, Е. В. Поздняков, Е. А. Ульмов, В. М. Ямщиков, М. А. Ямщикова 35

Калибровка детекторных пленок Imaging Plates
для регистрации заряженных частиц

*А. О. Хурчиев, В. А. Панюшкин, А. В. Скобляков, А. В. Канцырев,
А. А. Голубев, Р. О. Гаврилин, А. В. Богданов, Е. М. Ладыгина, С. А. Высоцкий* 46

Инициация объемного тлеющего разряда атмосферного давления
в цилиндрической трубке с помощью слаботоочного поверхностного разряда в аргоне

Б. Б. Балданов 56

Калибровочный пучок вторичных электронов
низких энергий ускорителя ФИАН “Пахра”

*В. И. Алексеев, А. И. Архангельский, В. А. Басков, А. Г. Батищев,
К. Ф. Власик, А. М. Гальпер, В. А. Дронов, А. И. Львов, А. В. Кольцов,
В. В. Полянский, С. С. Сидорин, З. М. Утешев*

59

Метод детектирования нанометровых колебаний длины
в волоконно-оптических сенсорах с помощью следящего тандемного
низкокогерентного интерферометра

*П. В. Волков, А. В. Горюнов, А. Ю. Лукьянов,
Д. А. Семиков, А. Д. Тертышник*

69

Методика оперативного контроля инструментальных ошибок
при регистрации спектров магнитного кругового дихроизма в отраженном свете

Ю. В. Маркин, З. Э. Кунькова

74

Светосильный спектрометр-полихроматор высокого разрешения,
оснащенный научными КМОП-камерами, для спектроскопической
диагностики плазмы токамаков

*Н. В. Кузьмин, С. Н. Тугаринов, В. В. Серов,
С. В. Серов, Г. С. Павлова, Н. Н. Наumenко*

85

Малогабаритная эксилампа с длиной волны 172 нм

В. Ф. Тарасенко, В. С. Скакун, В. А. Панарин, Д. А. Сорокин

98

Измеритель внутренней квантовой эффективности светодиода

В. А. Сергеев, О. А. Радаев, И. В. Фролов

103

Распределение магнитного поля в зазоре между двумя постоянными магнитами:
расчетные и экспериментальные данные, а также их применение

*В. В. Осипов, А. Н. Орлов, В. В. Лисенков,
Р. Н. Максимов, В. А. Шитов*

111

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Лабораторная установка для повышения технологического выхода ^{123}I
при облучении протонами мишени с ^{124}Xe

*А. А. Артюхов, В. А. Загрядский, Я. М. Кравец, Т. М. Кузнецова,
Т. Ю. Маламут, В. И. Новиков, А. В. Рыжков, И. И. Скобелин, Т. А. Удалова*

119

Повышение чувствительности нейтринного телескопа Baikal-GVD
с помощью внешних гирлянд оптических модулей

*А. В. Аврорин, А. Д. Аврорин, В. М. Айнутдинов, В. А. Алахвердян, З. Бардачова,
И. А. Белоланчиков, И. В. Борина, Н. М. Буднев, А. Р. Гафаров, К. В. Голубков,
Н. С. Горшков, Т. И. Гресь, Р. Дворницки, Ж.-А. М. Джилкибаев, В. Я. Дик,
Г. В. Домогацкий, А. А. Дорошенко, А. Н. Дячок, Т. В. Елжов, Д. Н. Заборов,
В. К. Кебкал, К. Г. Кебкал, В. А. Кожин, М. М. Колбин, К. В. Конищев, А. В. Коробченко,
А. П. Кошечкин, М. В. Круглов, М. К. Крюков, В. Ф. Кулепов, Ю. М. Малышкин,
М. Б. Миленин, Р. Р. Миргазов, В. Назари, Д. В. Наумов, Д. П. Петухов,
Е. Н. Плисковский, М. И. Розанов, В. Д. Рушай, Е. В. Рябов, Г. Б. Сафронов,
Д. Сеитова, А. Э. Сиренко, А. В. Скурихин, А. Г. Соловьев, М. Н. Сорокиных,*

<i>А. П. Стромаков, О. В. Суворова, В. А. Таболенко, Б. А. Таращанский, Л. Файт, А. Хатун, Е. В. Храмов, Б. А. Шайбонов, М. Д. Шелепов, Ф. Шимковиц, И. Штекл, Э. Эцкерева, Ю. В. Яблокова</i>	126
Исследование работы детектора пролета высокоскоростных заряженных микрочастиц для времяпролетного масс-спектрометра	
<i>К. Е. Воронов, И. В. Пияков, М. П. Калаев, А. М. Телегин</i>	135
Исследование работы оптического датчика для регистрации параметров высокоскоростных пылевых частиц	
<i>М. П. Калаев, А. В. Родина, А. М. Телегин, Е. В. Исмагилова</i>	142
СВЧ-комплекс для создания при атмосферном давлении низкотемпературной плазмы	
<i>С. А. Горбатов, Д. И. Петрухина, А. В. Тихонов, В. Н. Тихонов, И. А. Иванов</i>	150
Новый метод подавления артефактов движения в спектральной оптической когерентной томографии	
<i>С. Ю. Ксенофонтов, П. А. Шиягин, Д. А. Терпелов, Д. В. Шабанов, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов</i>	154
Установка для изучения лазерного воздействия на биоткани	
<i>Е. Д. Минаева, С. Е. Минаев, Н. С. Никитин, А. С. Гуляшко, И. А. Ларионов, В. А. Тыртышный, В. И. Юсупов, Н. В. Минаев</i>	162

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Расширение аналитических возможностей сканирующей электронной микроскопии при детектировании обратнорассеянных электронов	
<i>С. В. Зайцев, Е. Ю. Зыкова, Э. И. Рау, А. А. Татаринцев, В. А. Киселевский</i>	167
Математическая обработка импульсов для улучшения временных характеристик счетчика корреляций	
<i>М. В. Казачек</i>	176
Установка для определения контактного электрического сопротивления высокотемпературных материалов	
<i>А. В. Костановский, М. Г. Зеодинов, А. А. Пронкин, М. Е. Костановская</i>	181
Экспресс-метод импедансной спектроскопии твердотельных образцов малых размеров на частотах 20 кГц–1 ГГц	
<i>В. А. Милюшенко, Б. Пинтер, С. Б. Бибилов</i>	189
Методика определения плотности и скорости импульсных газовых потоков миллисекундной длительности	
<i>А. В. Косарев, В. Л. Подковыров, А. Д. Ярошевская, А. В. Мелешко, К. М. Гуторов</i>	196

Замкнутый бесконтактный метод исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области температур 1000–2500 К

А. В. Румянцев, И. Н. Пярых

203

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Портативная камера Вильсона для натурной демонстрации явлений ядерной физики

С. Л. Шергин, Н. Н. Достовалов

212

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Детектор излучения Вавилова–Черенкова,
инициированного широкими атмосферными ливнями космических лучей

С. В. Матаркин, А. А. Иванов

216

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА “ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА” ЗА 2023 ГОД

Алфавитный указатель

219

Предметный указатель

232

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

245

Правила публикации в ПТЭ

253

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ ДЛЯ ТРЕХКАСКАДНОГО ГАЗОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ

© 2023 г. А. В. Галаванов^а, А. В. Кумпан^а, Г. Х. Салахутдинов^а,
В. В. Сосновцев^{а,*}, А. В. Шакиров^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: VVSosnovtsev@mephi.ru

Поступила в редакцию 11.11.2022 г.

После доработки 18.11.2022 г.

Принята к публикации 05.01.2023 г.

В НИЯУ МИФИ создана экспериментальная установка для исследования спектрометрических характеристик газовых смесей для каскадных газовых электронных усилителей (ГЭУ), которые широко используются в современных трековых детекторах, черенковских детекторах, детекторах синхротронного излучения для постановки экспериментов в области физики высоких энергий. В статье приводятся результаты исследований характеристик газовой смеси для ГЭУ, применяемых в международном эксперименте BM@N (ОИЯИ, г. Дубна). Отмечена возможность использования данной установки для проведения лабораторных работ в сопровождении магистерских курсов по направлению “Ядерная физика и технологии”.

DOI: 10.31857/S0032816223040018, EDN: SUIRBS

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к использованию детекторов на основе каскадных газовых электронных умножителей (ГЭУ) в современных экспериментах в ядерной физике постоянно растет. Это связано с такими уникальными характеристиками ГЭУ, как [1]:

- наличие быстрого сигнала (менее 50 нс FWHM), образуемого дрейфом электронов в индукционном промежутке;

- практическое отсутствие ионной обратной связи, возможность работы в пучках частиц с интенсивностью $\sim 10^5$ Гц/мм²;

- возможность двухкоординатного съема информации с высоким, до 40 мкм (RMS), пространственным разрешением;

- работоспособность в магнитных полях до 5 Тл;

- возможность работы с газовыми смесями, состав которых может широко меняться, а также с чистыми благородными газами;

- возможность каскадирования, что позволяет получать значения коэффициента газового усиления в трехкаскадных ГЭУ до $\sim 10^6$, при этом каскады усиления работают практически независимо;

- возможность создавать на основе ГЭУ детекторы с большими площадями, малой толщиной и любой геометрической формы, что делает их привлекательными для применений в качестве внут-

ренних трековых устройств многоцелевых современных детекторов.

По всем указанным характеристикам ГЭУ имеют преимущества перед обычными пропорциональными камерами, что обеспечило широкое их применение в трековых детекторах таких экспериментов, как COMPASS [2], CMS [3], TOTEM [4] (ЦЕРН, Швейцария). Центральная трековая система на основе самых больших в мире ГЭУ (размером 200 × 80 см) создана для эксперимента “Барионная материя на нуклотроне” (BM@N), проводимого в настоящее время в Лаборатории физики высоких энергий (ОИЯИ, Дубна) по научной программе проекта NICA [5]. Криогенные детекторы на основе каскадных ГЭУ [6] предложено применить для регистрации нейтрино, темной материи и когерентного рассеяния нейтрино на ядрах. Появились быстрые диагностические приборы на основе ГЭУ, которые могут использоваться как для диагностики плазмы, так и в медицине [7].

Актуальным является поиск и исследование таких газовых смесей, которые способны обеспечить необходимые для данного физического эксперимента характеристики ГЭУ, например: максимальный коэффициент газоподсиления, приемлемое амплитудное разрешение, быстрое время собирания электронов в дрейфовом промежутке ГЭУ в присутствии магнитного поля, высокая

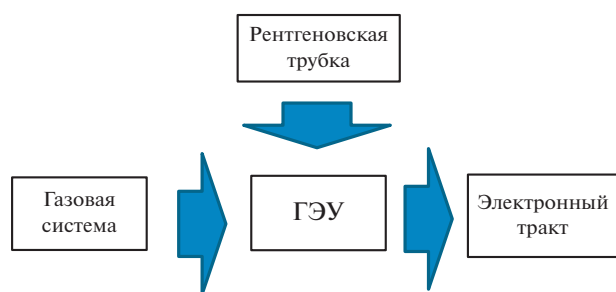


Рис. 1. Блок-схема установки. ГЭУ — газовый электронный умножитель.

эффективность регистрации релятивистских частиц и пр.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Блок-схема установки представлена на рис. 1. Основным элементом установки является трехкаскадный ГЭУ, любезно предоставленный ЛФВЭ ОИЯИ (г. Дубна) для исследований в НИЯУ МИФИ, с размерами чувствительной области 10×10 см и следующими характеристиками:

- внешние размеры $230 \times 230 \times 30$ мм;
- объем газа $157 \times 157 \times 12$ мм (~ 300 мм³);
- двухкоординатное считывание: ширина стрипа на аноде 500 мкм, шаг между стрипами 500 мкм.

Работает трехкаскадный ГЭУ следующим образом (рис. 2). Излучение входит через катод 1 в дрейфовый промежуток и ионизирует там газ. Электроны ионизации под действием поля E_d последовательно попадают в первый 2, второй 3 и третий 4 каскады ГЭУ, где происходит их размножение. Вышедшие из последнего ГЭУ (4) электроны направляются индукционным электрическим полем E_i в сторону анода 5 и индуцируют на

нем электрический заряд. Анод предназначен только для сбора заряда — усиления заряда после ГЭУ (4) не происходит. Типичная длительность сигнала, получаемого на аноде ГЭУ, составляет 30–50 нс. Для работы детектора необходимо использовать два напряжения: $-U_d$, которое формирует дрейфовое поле, и $-U_{ГЭУ}$, обеспечивающее процесс размножения электронов в пленках ГЭУ.

В качестве источника ионизации при исследовании характеристик ГЭУ используется рентгеновская трубка АМРТЕК-miniX со следующими характеристиками [8]:

- выходная мощность до 4 Вт;
- напряжение на трубке до 50 кВ;
- ток на трубке до 80 мкА;
- материал катода — серебро (Ag);
- выходное окно из бериллия (Be).

Зависимость спектра рентгеновского излучения от напряжения на аноде показана на рис. 3.

Схема системы, подающей газовую смесь в исследуемый ГЭУ, представлена на рис. 4. Система формирует смеси из трех газов, один из которых может быть горючим. Для этого в системе имеется специальный газовый отсек, позволяющий следить за расходом газа путем взвешивания баллона, а также система с сигнализацией для контроля возможной утечки газа.

В соответствии с паспортными данными газовых контроллеров точность смешивания отдельных компонент газовой смеси не хуже 1%. Система позволяет варьировать потоки смесей в интервале от 0.5 до 20 л/ч с высокой стабильностью состава. Для контроля состава газовой смеси в системе присутствует газовый анализатор SRI 8610C, работающий в режиме on line с персональным компьютером, оснащенным программой PeakView. Система демонстрирует высокую ста-

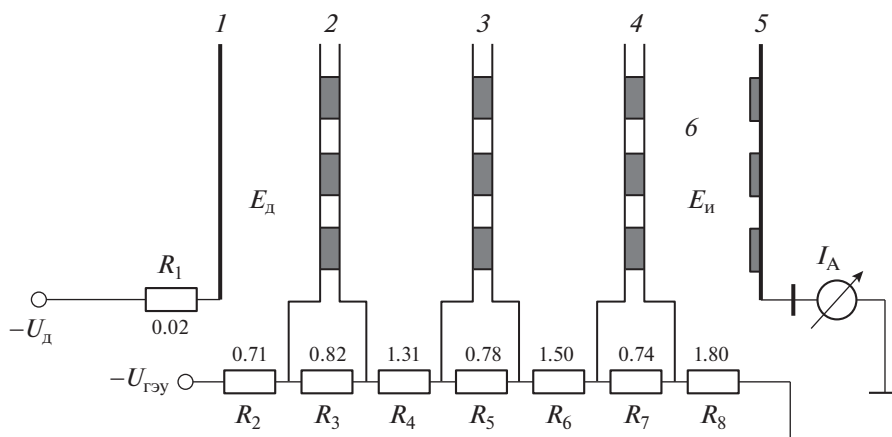


Рис. 2. Схема трехкаскадного ГЭУ. 1 — катод; 2 — первый каскад; 3 — второй каскад; 4 — третий каскад; 5 — анод; 6 — индукционный промежуток (наминал резисторов в мегаомах).

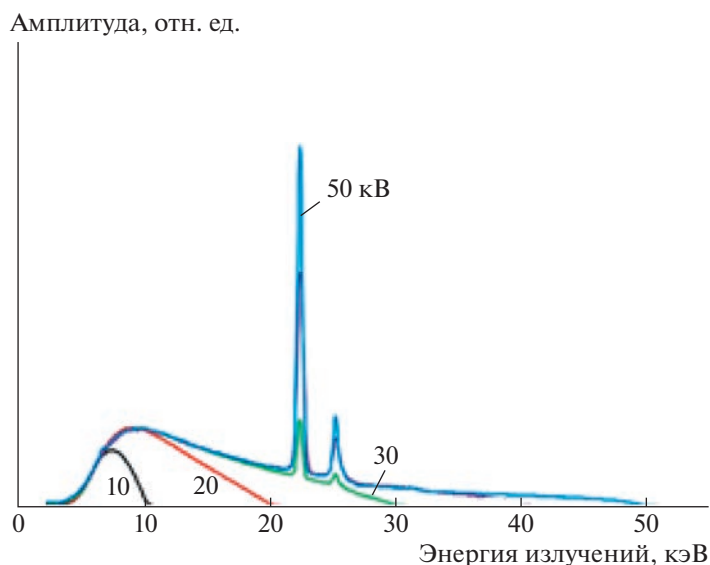


Рис. 3. Спектры излучения трубки AMPTEK-miniX при различных напряжениях на аноде (цифры у кривых).

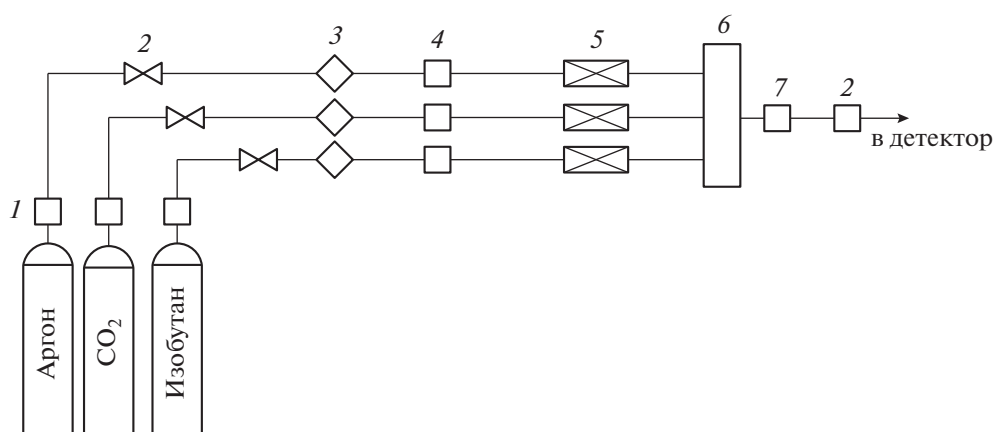


Рис. 4. Схема газовой системы. 1 – регулятор давления, 2 – клапан мембранный, 3 – фильтр противопылевой, 4 – клапан предохранительный, 5 – регулятор расхода, 6 – смеситель, 7 – измеритель давления.

бильность состава формируемой газовой смеси (рис. 5).

Схема электронного тракта установки представлена на рис. 6. Аналоговая электроника представлена в стандарте NIM, цифровая – в стандарте VME. Сигнал с детектора усиливается при помощи предусилителя на основе микросхемы HML HDX 81, питающейся от источника АКТАКОМ АТН-2031, и далее разделяется при помощи линейного разветвителя CAEN N625. Один из полученных сигналов поступает на дискриминатор CAEN N840, который дает привязку ко времени сигнала, а второй сигнал через линию задержки CAEN N108A подается на оцифровывающее устройство – зарядоцифровой преобразователь QDC V965 стандарта VME. Дискриминатор CAEN N840 дает стартовый сигнал для генерато-

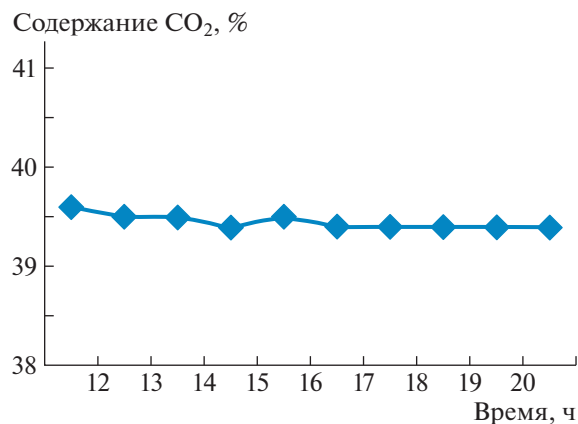


Рис. 5. Стабильность состава газовой смеси во времени.

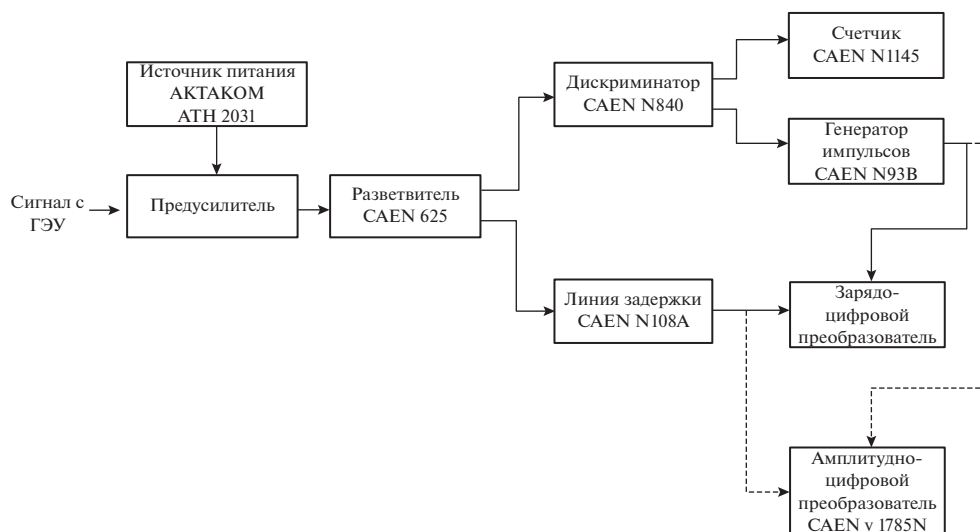


Рис. 6. Схема электронного тракта установки.

ра импульсов CAEN N93B, который в свою очередь формирует ворота для оцифровки сигнала зарядоцифровым преобразователем. Один из выходов дискриминатора соединен со счетчиком сигналов CAEN N1145 с целью контроля частоты событий. Программа, написанная на языке C++, принимает данные через блок управления с указанного модуля QDC и записывает их в файл формата root, использование стандартных средств root позволяет фитировать получаемое распреде-

ление. Представляемая в распределении шкала прокалибрована в энергетических единицах (пикокулоны), что позволяет определить положение центра пика и рассчитать коэффициент газового усиления с точностью $\sim 1\%$. Наличие в схеме аттенюатора (на рис. 6 не показан) дает возможность исследовать характеристики смеси при коэффициенте газового усиления до 10^6 . Электронный тракт является универсальным и может быть применен после некоторых настроек для исследования характеристик любых детекторов.

Визуальный контроль работы стенда и настройка обеспечиваются цифровым осциллографом. Все блоки расположены в соответствующих крейтах, которые в свою очередь располагаются на одной стандартной стойке.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СМЕСИ НА ОСНОВЕ АРГОНА И УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА

Для исследования амплитудных характеристик газовых смесей стрипы на плоскости X в описанном ГЭУ были объединены и подключены к одному каналу электроники. В качестве примера было проведено исследование характеристик смеси $\text{Ar} + 30\% \text{CO}_2$, используемой в трехкаскадном ГЭУ трековой системы эксперимента BM&N. На рис. 7 представлен полученный амплитудный спектр сигналов с ГЭУ, а на рис. 8 — зависимость коэффициента газового усиления от тока делителя ГЭУ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В НИЯУ МИФИ разработана установка для исследования и оптимизации характеристик га-

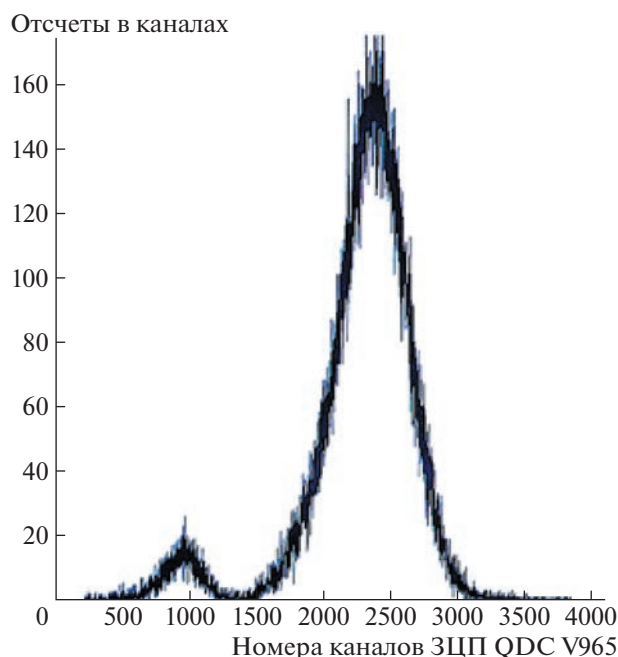


Рис. 7. Амплитудный спектр сигналов ГЭУ при облучении рентгеновской трубкой АМРТЕК-miniX при анодном потенциале 8 кВ.

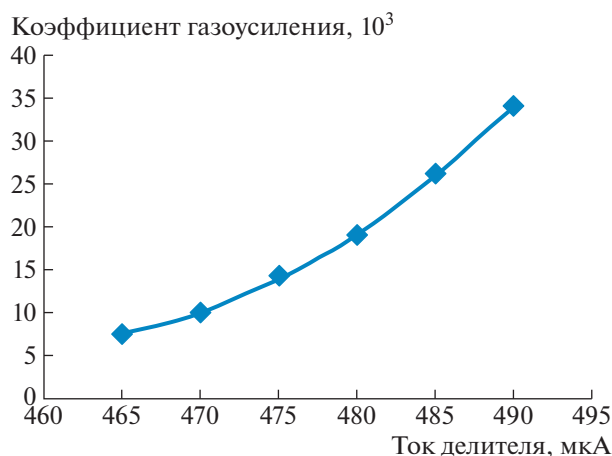


Рис. 8. Зависимость коэффициента газового усиления от тока делителя ГЭУ для газовой смеси $\text{Ar} + 30\%\text{CO}_2$.

зовых смесей для трехкаскадных газовых электронных умножителей (ГЭУ). В настоящее время установка используется в НИЯУ МИФИ для проведения лабораторных работ в сопровождении магистерских курсов по направлению “Ядерная физика и технологии”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность руководству ИЯ-ФиТ НИЯУ МИФИ за поддержку работ по созданию установки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (контракт № 22-12-00082 от 13 мая 2022 года).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sauli F.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2016. V. 805. P. 2.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060>
2. *Bernhard J., Banerjee D., Montbarbon E., Brugger M., Charitonidis N., Cholak S., Luigi G., D'Alessandro, Gatignon L., Gerbershagen A., Rae B.* // arXiv:1911.01498v1 [hep-ex] 4 Nov 2019.
3. CMS Collaboration. Report CERN-LHCC-2015-012. 2015.
4. The CMS and TOTEM Collaborations. Report CERN-PH-EP/2014-063 2014/11/06.
5. *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>
6. *Bondar A., Buzulutskov A., Grebenuk A., Pavlyuchenko D., Snopkov R., Tikhonov Y.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2006. V. 556. P. 273.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.10.102>
7. *Murtas F.* // JINST. 2014. V. 9. C01058.
8. AMPTEK INC. // www.amptec.com (2019)

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.23

ТОНКОСТЕННЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ ТРУБКИ С РЕЗИСТИВНЫМ КАТОДОМ ИЗ DLC И ВНЕШНИМ СТРИПОВЫМ СЧИТЫВАНИЕМ СИГНАЛА

© 2023 г. В. В. Акулич^а, К. Г. Афанасьев^{б,с,*}, В. Г. Баев^с, А. О. Колесников^б,
Н. П. Кравчук^б, Н. А. Кучинский^б, В. Л. Малышев^б, С. А. Мовчан^д

^аФизико-технический институт НАН Беларуси
Беларусь, 220141, Минск, ул. Академика Купревича, 10

^бОбъединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^сИнститут энергетики НАН Беларуси
Беларусь, 220072, Минск, ул. Академическая, 15

^дОбъединенный институт ядерных исследований,
Лаборатория физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

*e-mail: k.afanaciev@gmail.com

Поступила в редакцию 11.12.2022 г.

После доработки 26.02.2023 г.

Принята к публикации 11.03.2023 г.

Разработаны, изготовлены и испытаны образцы тонкостенных дрейфовых трубок (строу) с резистивным катодом и внешним стриповым считыванием. Катодный цилиндр строу изготовлен по технологии ультразвуковой сварки из лавсановой пленки. В качестве катода используется резистивное покрытие из алмазоподобного углерода (Diamond Like Carbon – DLC). Показана возможность считывания наведенного катодного сигнала с кольцевых электродов (стрипов), расположенных на внешней стороне катодного цилиндра строу. Использование метода центра тяжести для сигналов со стрипов позволяет с хорошей точностью определить координату события вдоль анодной проволоочки.

DOI: 10.31857/S0032816223050166, EDN: ZUUTIF

1. ВВЕДЕНИЕ

Детекторы на основе тонкостенных дрейфовых трубок (строу) нашли широкое применение в современных физических экспериментах. Координатные детекторы (трекеры) на основе строу работают во многих крупных экспериментах: ATLAS [1], LHCb [2], COMPASS [3], NA62 [4] и других. В частности, в детекторе TRT эксперимента ATLAS используется 300000 строу. Планируется их использование и в экспериментах COMET [5], PANDA [6], Mu2e [7].

К основным достоинствам строу можно отнести их высокое координатное разрешение (порядка 100 мкм по времени дрейфа), близкую к 100% эффективность, малое количество вещества и технологичность изготовления. Поскольку современные эксперименты в области физики частиц проводятся со все более высокой светимостью, требования к нагрузочной способности детекторов и точности определения координат треков неуклонно повышаются. Высокая нагрузочная способность детектора обычно достигается как сокращением времени радиального дрейфа за счет

уменьшения диаметра строу [2, 3, 6], так и увеличением быстродействия регистрирующей электроники. Но оба варианта имеют принципиальные ограничения по диаметру трубок и по возможностям электроники.

Одним из альтернативных способов повышения нагрузочной способности является сегментирование анодной проволоочки строу. В этом случае фактически строу разбивается на независимые сегменты, что позволяет увеличить общую нагрузочную способность детектора. Подобное решение – двух-анодные строу (two-anode straws) – было использовано ранее в детекторе TRT эксперимента ATLAS [8]. Разделение анодной проволоочки на два независимых сегмента позволило реализовать два независимых детектирующих элемента в объеме одной строу и увеличить таким образом нагрузочную способность. Однако сегментирование анодной проволоочки на большее число отрезков приводит к значительному усложнению конструкции и увеличению количества вносимого вещества [9].

Возможен вариант строу со считыванием наведенных сигналов с внутреннего сегментированного



Рис. 1. Внешний вид устройства для ультразвуковой сварки трубок из лавсана с резистивным DLC-покрытием.

катода [10]. Однако при реализации такого устройства возникают технические проблемы вывода электрических сигналов наружу.

Известно решение, когда наведенный сигнал регистрируется на дополнительных внешних электродах. В этом случае экранирования наведенного от лавины сигнала катодной металлизацией можно избежать за счет окна на внутреннем катоде [11] или за счет использования резистивного катода [12]. При достаточно большом сопротивлении катодного покрытия степень экранирования наведенного на считывающие электроды сигнала будет небольшой.

В данной работе представлены результаты разработки, изготовления и тестирования строу, внутренняя поверхность которой покрыта резистивным слоем из DLC и является катодом. На внешней поверхности трубки расположен сегментированный электрод для считывания сигналов, индуцированных лавиной на анодной проволочке. Сегментирование считывающего электрода выполнено в виде поперечных полос (стрипов). Такая геометрия считывающего электрода позволяет наиболее эффективно регистрировать наводимый на катоде сигнал от лавины и определять координату события вдоль проволоочки с точностью порядка сотен микрометров [13].

Определение координаты, перпендикулярной проволочке, осуществляется стандартным для строу методом (по времени дрейфа) и может достигать точности ~ 100 мкм [14]. Таким образом, можно с высокой точностью регистрировать обе координаты события в одной строу.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ СТРОУ С РЕЗИСТИВНЫМ DLC-КАТОДОМ

Резистивный катод строу может быть изготовлен с использованием покрытия из алмазоподобного углерода DLC. DLC представляет собой аморфный материал, который обладает исключительной механической прочностью [15] и радиационной стойкостью [16], а также хорошей адгезией к полимерным материалам и может обеспечивать заданное значение сопротивления в широких пределах — от единиц килоом на квадрат до десятков гигаом на квадрат — в зависимости от толщины покрытия и метода осаждения. Такое покрытие уже нашло применение в качестве резистивного материала для анода в газоразрядных детекторах MicroMegas [17–20], а также в “колодезных” детекторах WEM (Well Electron Multiplier) [21, 22].

Для изготовления строу с резистивным катодом покрытие DLC наносилось на лавсановую пленку методом вакуумного катодно-дугового осаждения [23]. Электрические свойства таких резистивных пленок характеризуются величиной поверхностного сопротивления, измеряемого в единицах ом на квадрат. В данной работе толщина нанесенного покрытия составляла порядка 100 нм с поверхностным сопротивлением порядка 10 МОм/квadrat. Такое покрытие обладает исключительной устойчивостью к множественным (до 10^6) электрическим газовым пробоям [21, 22].

В ОИЯИ разработана технология изготовления строу с помощью ультразвука [24]. Поскольку опытные образцы пленки с DLC-покрытием были небольших размеров, то для методических исследований было разработано устройство для сварки ультразвуком трубок длиной менее 150 мм (рис. 1).

Сварка осуществлялась на специально подготовленном стержне с отверстиями, необходимыми для удержания пленки с помощью вакуума и формирования нахлеста для сварки. Процесс сварки происходил за счет акустических колебаний головки — сонотрода. Колебания головки воздействовали на свариваемые пленки, собранные внахлест с перекрытием порядка 1 мм, что обеспечивало практически однослойность трубки.

После сваривания трубки вакуум отключался, и в стержень, на котором происходила сварка, подавалось избыточное давление. За счет попадания воздуха между стержнем и трубкой изготовленная трубка легко снималась. Фото такой трубки представлено на рис. 2.

Было изготовлено три образца строу диаметром 10 мм с резистивным катодом и анодной проволочкой диаметром 30 мкм. Строу № 1 и № 3 были изготовлены из лавсановой пленки толщиной 20 мкм. На внутренней поверхности трубки пред-

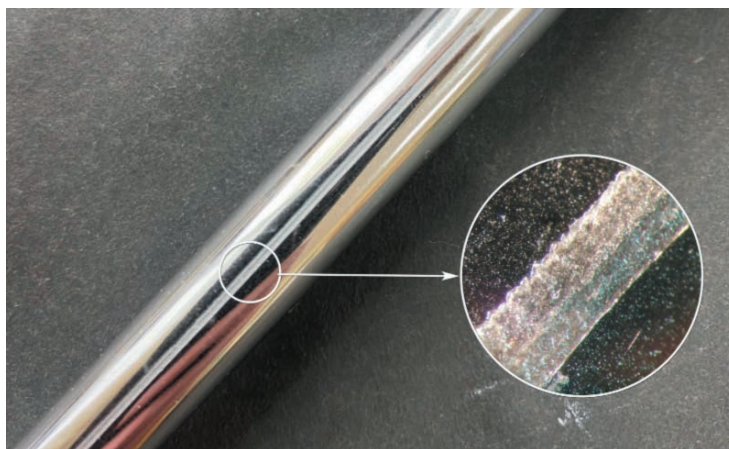


Рис. 2. Сварной шов трубки из лавсана с резистивным DLC-покрытием на внутренней стороне цилиндра.

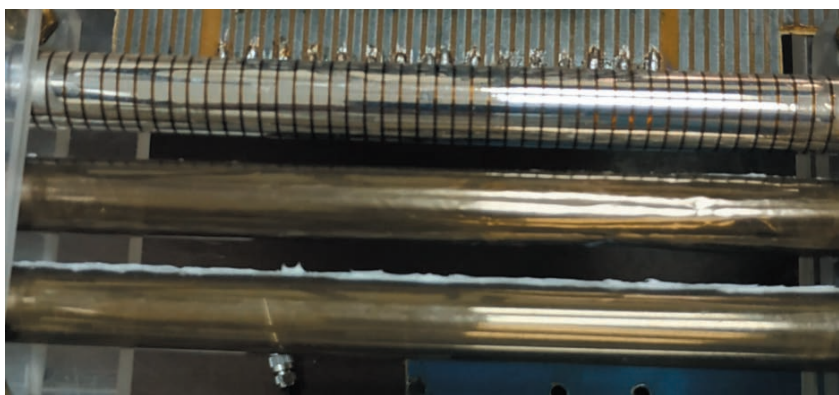


Рис. 3. Образцы строу (снизу вверх) № 1, № 2 и № 3.

варительно был нанесен слой DLC с поверхностным сопротивлением 10 МОм/квадрат. Строу № 2 изготовлена аналогично строу № 1, но из лавсана толщиной 100 мкм.

Для изучения координатных характеристик была подготовлена строу № 3, конструктивно представляющая собой строу № 1, поверх которой была наклеена каптоновая пленка толщиной 35 мкм с цилиндрическими металлизированными стрипами. Эта строу использовалась для исследования формы наведенного сигнала и оценки величины пространственного разрешения вдоль трубки. Шаг стрипов считывания составлял 4.44 мм (ширина стрипов 1.87 мм, зазор между ними 0.35 мм, стрипы были объединены попарно). Фотография образцов строу приведена на рис. 3.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования параметров образцов строу был создан измерительный стенд (рис. 4).

При измерениях анодных сигналов использовался токовый усилитель на основе операционного усилителя LMH6626 (Texas Instruments) с коэффициентом преобразования 12 мВ/мкА, формирователь CAEN N844 и счетчик CAEN N1145. Сигнал снимался через проходную емкость величиной $C = 1000$ пФ (6.3 кВ). Высокое напряжение на анодную проволочку каждой трубки подавалось через резистор $R = 1$ МОм с помощью блока высоковольтного питания CAEN N1470. Считывание сигналов со стрипов осуществлялось с помощью зарядочувствительных усилителей KATOD-1 с временем формирования 200 нс [25], а оцифровка формы сигналов – посредством модуля АЦП CAEN V1730.

Измерения осуществлялись с помощью β -источника ^{90}Sr . Коллимация пучка осуществлялась с помощью алюминиевой пластины толщиной 20 мм и свинцовой пластины толщиной 1 мм. Диаметр отверстия коллиматора $D = 2$ мм. При измерениях использовался расположенный под трубкой сцинтилляционный счетчик на основе

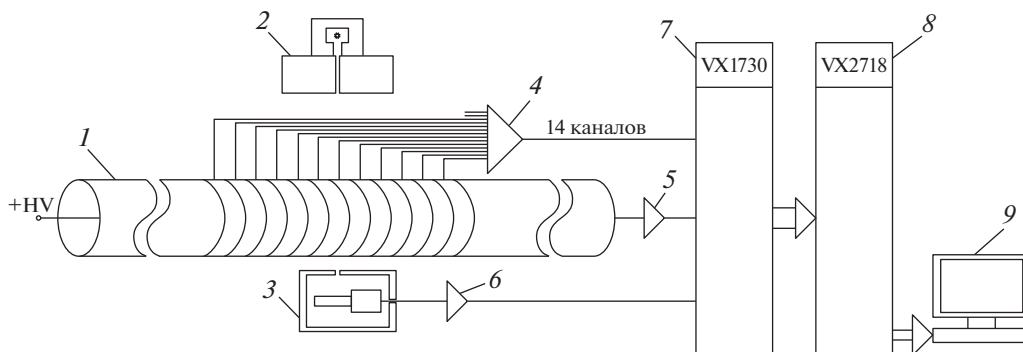


Рис. 4. Схема измерительного стенда для исследования параметров образцов строу с резистивным катодом. 1 – образец строу; 2 – β -источник с коллиматором; 3 – сцинтилляционный счетчик в корпусе; 4 – усилитель стриповых сигналов; 5 – усилитель анодного сигнала; 6 – усилитель сигнала сцинтилляционного счетчика; 7 – дигитайзер CAEN VX1730; 8 – VME-контроллер CAEN VX2718; 9 – персональный компьютер.

сцинтиллятора BICRON с чувствительной площадью $2 \times 2 \text{ мм}^2$ и кремниевым фотоумножителем Sensl FB 30035. Строу продувались газовой смесью $\text{Ar} : \text{CO}_2$ в соотношении 70 : 30. На рис. 5 приведена фотография исследуемых образцов строу на измерительном стенде.

В случае катодного считывания сигналов со стрипов строу № 3 к дигитайзеру CAEN V1730 через усилитель KATOD-1 было присоединено 12 стрипов, расположенных в середине трубки (число стрипов ограничено числом каналов дигитайзера), а также анодный сигнал и триггерный сигнал от сцинтилляционного счетчика. Кроме того, к двум каналам дигитайзера были присоеди-

нены усилители KATOD-1 без подключения стрипов на входе. Это позволило дополнительно оценить уровень наводок во время измерения. Запуск дигитайзера осуществлялся триггерным сигналом от сцинтилляционного счетчика.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ

На рис. 6 представлены счетные характеристики и эффективность в зависимости от напряжения питания для образцов строу № 1 и № 2. Характеристики строу № 3 идентичны строу № 1. Рабочий диапазон напряжений (плато) для всех образцов составил $\sim 150 \text{ В}$. Значение эффективности ниже 100% связано с геометрией расположения радиоактивного источника и мониторинных сцинтилляционных счетчиков.

Для строу № 3 было установлено рабочее напряжение $U_a = +2000 \text{ В}$ (во избежание насыщения сигналов считывающей электроники). Эффективность строу № 3 в поперечном сечении приведена на рис. 7. Спад эффективности у стенок трубки объясняется конечным размером пятна засветки от коллимированного источника ^{90}Sr .

Форма распределения заряда по стрипам приведена на рис. 8. Для определения ширины наведенного на стрипах заряда суммарная гистограмма среднего по 10000 событий заряда на стрипах аппроксимировались нормальным распределением. Видно, что 95% заряда соответствует наведенному сигналу на 5 стрипах.

Была исследована линейность измеряемой координаты вдоль строу № 3. Коллимированный β -источник перемещался вдоль оси трубки с помощью прецизионного механического устройства с точностью 50 мкм. Координата вдоль анодной проволоочки рассчитывалась методом центра тяжести по сигналам со стрипов [26]. В каждой точ-

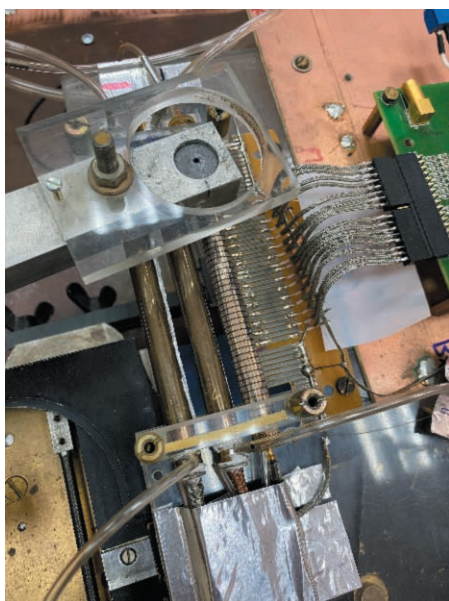


Рис. 5. Фотография образцов строу на измерительном стенде.

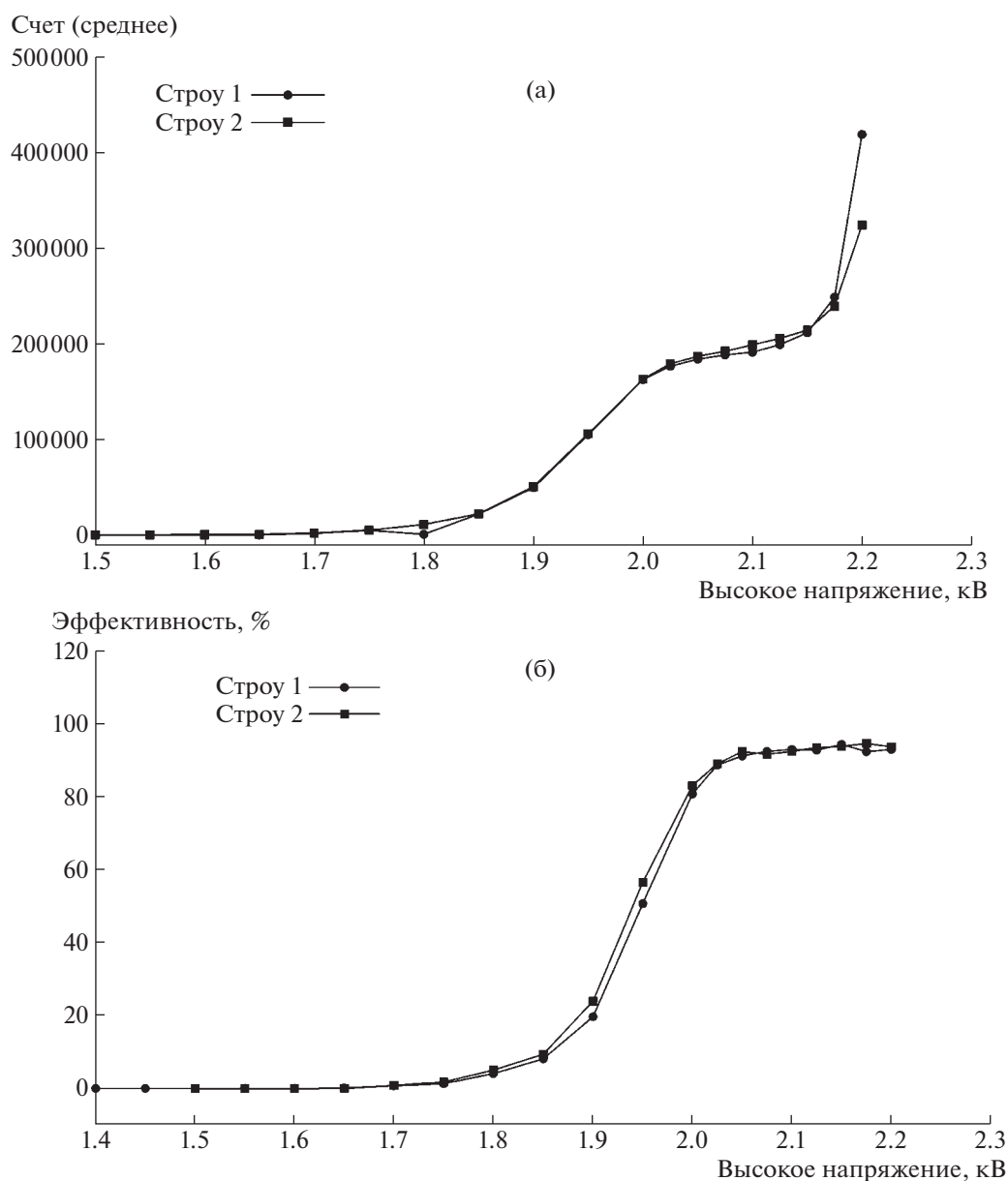


Рис. 6. Счетные характеристики (а) и эффективность (б) строу № 1 и № 2.

ке было набрано 10000 событий. При вычислении координаты вначале находился стрип с максимальным зарядом, затем вычислялась координата с использованием заряда в этом стрипе и зарядов на двух соседних стрипах слева и справа. Зависимость между реальным положением радиоактивного источника и его восстановленной координатой приведена на рис. 9.

На рис. 10 показана корреляция между амплитудой сигнала на анодной проволоке и катодных стрипах. Линейная зависимость между зарядами начинает искажаться при заряде на аноде ~ 1500 фК ($U_a = +2000$ В) из-за насыщения в усилителях, подключенных к катодным стрипам.

Корреляция зарядов на аноде и стрипах может быть использована в детекторах с большим количеством трубок для регистрации многочастичных событий.

5. ВЫВОДЫ

Впервые в качестве резистивного покрытия катода для строу был использован алмазоподобный углерод (DLC). Толщина покрытия из DLC составила порядка 100 нм, поверхностное сопротивление ~ 10 МОм/квадрат. Резистивные свойства этого покрытия, с одной стороны, позволяют минимизировать эффект экранирования наводимых на внешние считывающие электроды (стрипы)

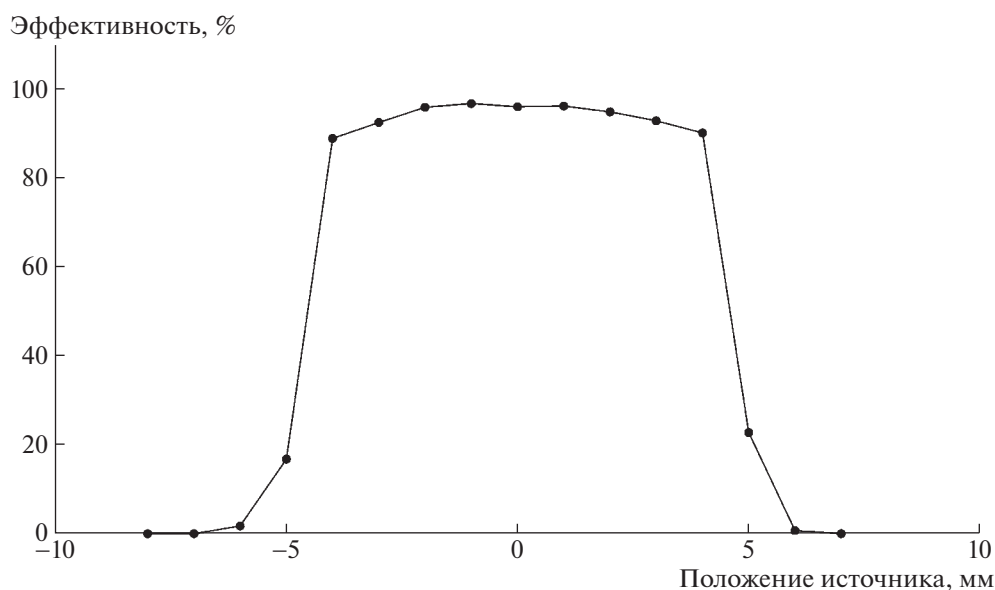


Рис. 7. Эффективность строу № 3 в поперечном направлении.

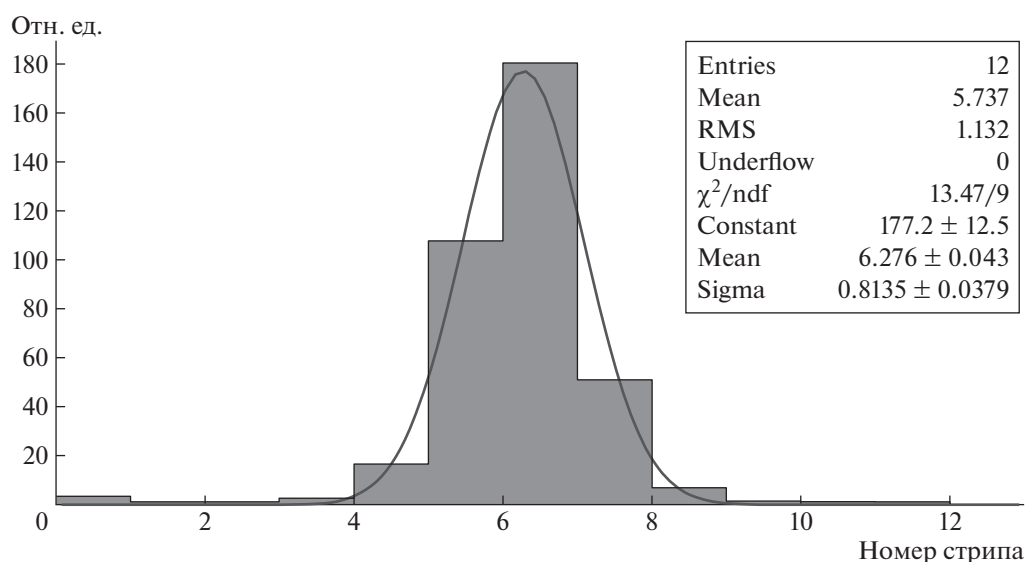


Рис. 8. Форма распределения заряда по стрипам. По горизонтальной оси — номер стрипа, по вертикальной — амплитуда усредненного сигнала на стрипе в условных единицах.

сигналов, а с другой — обеспечивают устойчивость строу к электрическим разрядам между анодной проволокой и катодом. Продemonстрирована возможность изготовления строу с резистивным катодом по технологии ультразвуковой сварки.

В ходе тестирования образцов строу с катодом из резистивного DLC-покрытия была продемонстрирована принципиальная возможность их работы.

Изготовлены и испытаны образцы строу с резистивным катодом на основе DLC и считыванием сигналов с кольцевых электродов на внешней поверхности катодного цилиндра. Такая конструкция строу обеспечивает двумерную координатную регистрацию событий: одна координата измеряется по сигналу с анодной проволоочки (по времени дрейфа), а вторая — по центру тяжести наведенного на стрипы катодного сигнала.

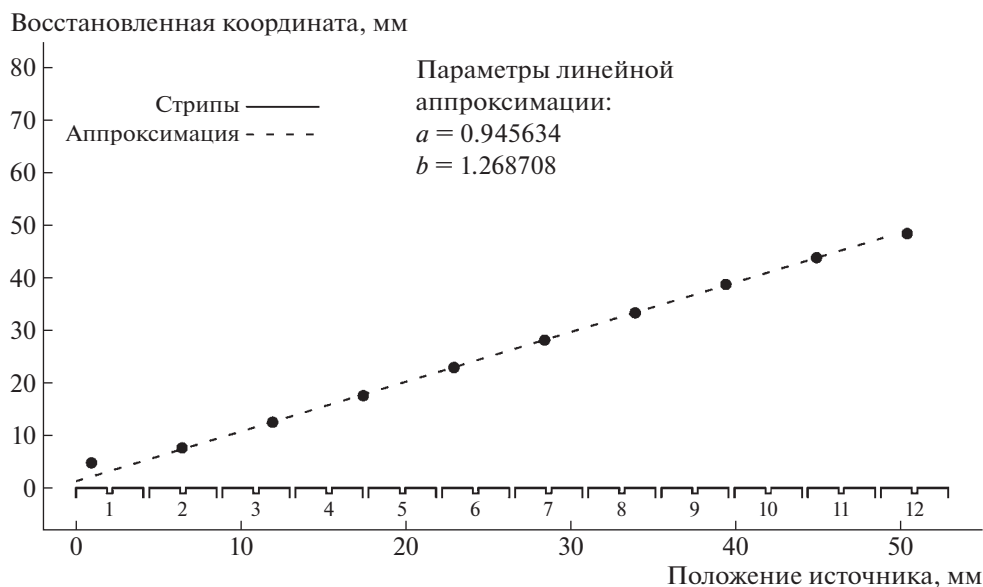


Рис. 9. Корреляция между реальным положением β -источника и его восстановленной координатой для строу № 3. Вдоль оси абсцисс показаны положения и номера считывающих стрипов.

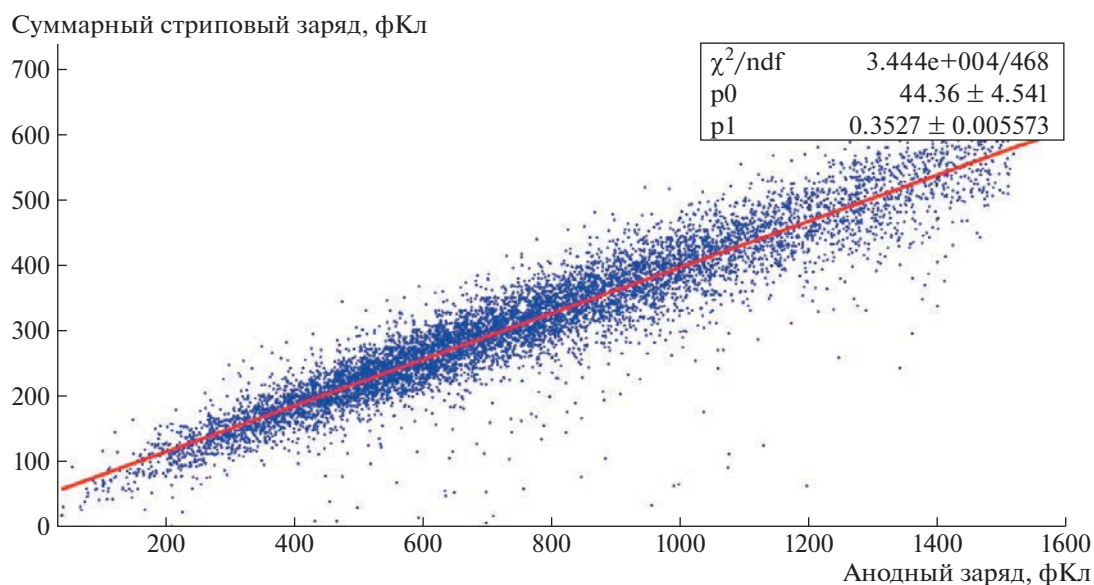


Рис. 10. Корреляционное распределение между зарядом на аноде и суммарным зарядом на стрипах для строу № 3.

Таким образом, в работе показана возможность создания строу с двухкоординатным считыванием и пространственным разрешением на уровне сотен микрометров. Такие трубки будут обладать повышенной нагрузочной способностью и защитой от возможных пробоев. Технологичность производства обеспечивается за счет использования метода ультразвуковой сварки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The ATLAS TRT Collaboration // Journal of Instrumentation. 2008. V. 3. P. P02013. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/02/P02013>
2. The LHCb Collaboration // Journal of Instrumentation. 2008. V. 3. P. S08005. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>
3. Bychkov V.N., Dedek N., Dünnweber W., Faessler M., Fischer H., Franz J., Geyer R., Gousakov Yu.V., Grüne-

- maier A., Heinsius F.H., Ilgner C., Ivanchenko I.M., Kekelidze G.D., Königsmann K., Livinski V.V. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 2006. V. 556. P. 66. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.10.026>*
4. *Азорский Н.И., Базылев С.Н., Глонти Л.Н., Daniels-son H., Зинченко А.И., Злобин Ю.Л., Кекелидзе В.Д., Кучинский Н.А., Мадигожин Д.Т., Мовчан С.А., Потребеников Ю.К., Самсонов В.А., Слепнев В.М., Слепнев И.В., Фрабетти П.Л., Швецов В.С., Шкаровский С.Н. // ПТЭ. 2015. № 5. С. 11. <https://doi.org/10.7868/S003281621504028X>*
5. *Nishiguchi H., Evtoukhovitch P., Fujii Y., Hamada E., Mihara S., Moiseenko A., Noguchi K., Oishi K., Tanaka S., Tojo J., Tsamalaidze Z., Tsverava N., Ueno K., Volkov A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 2017. V. 845. P. 269. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.082>*
6. *Erni W., Keshelashvili I., Krusche B., Steinacher M., Heng Y., Liu Z., Liu H., Shen X., Wang Q., Xu H., Aab A., Albrecht M., Becker J., Csapó A., Feldbauer F. et al. // Eur. Phys. J. A. 2013. V. 49. P. 1. <https://doi.org/10.1140/epja/i2013-13025-8>*
7. *Myeong Jae Lee // Nuclear and Particle Physics Proceedings. 2016. V. 273–275. P. 2530. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.448>*
8. *Bazylev S.N., Davkov K.I., Gregor I., Haas D., Mouraviev S.V., Myalkovskiy V.V., Naumann L., Peshekhonov V.D., Rembser C., Ruffanov I.A., Russakovitch N.A., Senger P., Shutov A.V., Slepnev I.V., Smirnov S.Yu., Tikhomirov V.O., Zhukov I.A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 2011. V. 632. P. 75. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.09.073>*
9. *Davkov K., Davkov V., Geyer R., Gusakov Y.V., Kekelidze G.D., Myalkovskiy V.V., Naumann L., Peshekhonov D.V., Peshekhonov V.D., Savenkov A.A., Tikhomirov V.O., Viryasov K.S. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 2008. V. 584. P. 285. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.10.010>*
10. *Kuchinskiy N.A., Baranov V.A., Duginov V.N., Korenchenko A.S., Kolesnikov A.O., Kravchuk N.P., Lobko A.S., Mitevich O.V., Movchan S.A., Rudenko A.I., Smirnov V.S., Khomutov N.V., Zyzulya F.E., Chekhovsky V.A. // Phys. Part. Nuclei Lett. 2017. V. 14. P. 493. <https://doi.org/10.1134/S1547477117030116>*
11. *Bychkov V.N., Golutvin I.A., Ershov Yu.V., Zubarev E.V., Ivanov A.B., Lysiakov V.N., Makhankov A.V., Movchan S.A., Peshekhonov V.D. // T. Preda. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 1993. V. 325. P. 158. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91016-G](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91016-G)*
12. *Majewski S., Gerbi J., Kross B., Weisenberger A., Baker K. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 1994. V. 348. P. 307. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90752-8](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90752-8)*
13. *Пешехонов В.Д. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2015. Т. 46. С. 165.*
14. *Dikumar N.D., Myalkovskiy V.V., Nazieva E.A., Peshekhonov V.D. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2012 V. 9. P. 54. <https://doi.org/10.1134/S1547477112010086>*
15. *Robertson J. // Materials Science and Engineering: R: Reports. 2002. V. 37. P. 129. [https://doi.org/10.1016/S0927-796X\(02\)00005-0](https://doi.org/10.1016/S0927-796X(02)00005-0)*
16. *Prawer S., Ran B., Kalish R., Johnston C., Chalker P., Bull S.J., McCabe A., Jones A.M. // Diamond and Related Materials. 1996. V. 5 P. 405. [https://doi.org/10.1016/0925-9635\(95\)00478-5](https://doi.org/10.1016/0925-9635(95)00478-5)*
17. *Kuger F. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 2017. V. 845. P. 248. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.006>*
18. *Bayev V.G., Afanaciev K.G., Movchan S.A., Gongadze A., Akulich V.V., Kolesnikov A.O., Koviazina N., Gongadze L., Sotenskii R., Minashvili I., Chubinidze Z., Svito I.A., Orelovich O.L. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 2022. V. 1031. P. 166528. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166528>*
19. *Iodice M., Alviggi M., Camerlingo M.T., Canale V., Della Pietra M., Di Donato C., Iengo P., Petrucci F., Sekhni-aidze G. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1498. P. 012028. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1498/1/012028>*
20. *Attie D., Batkiewicz-Kwasniak M., Billoir P., Blanchet A., Blondel A., Bolognesi S., Calvet D., Catanesi M.G., Cicerchia M., Cogo G., Colas P., Collazuol G., Delbart A., Dumarchez J., Emery-Schrenk S. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 2022. V. 1025. P. 166109. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.166109>*
21. *Bencivenni G., de Oliveira R., Felici G., Gatta M., Giovannetti M., Morello G., Ochi A., Poli Lener M., Tskhadadze E. // Journal of Instrumentation. 2019. V. 14. P. 05014. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/05/P05014>*
22. *Kashchuk A., Akulich V., Afanaciev K., Bayev V., Churakov A., Kravchuk N., Kuchinskiy N., Levitskaya O., Solin A.V., Solin A.A. // Journal of Instrumentation. 2020. V. 15. № 9. P. C09041. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/C09041>*
23. *Tochitsky E.I., Stanishvskii A.V., Kapustin I.A., Akulich V.V., Selifanov O.V. // Surface and Coatings Technology. 1991. V. 47. P. 292. [https://doi.org/10.1016/0257-8972\(91\)90294-7](https://doi.org/10.1016/0257-8972(91)90294-7)*
24. *Azorskii N.I., Gusakov Yu.V., Elsha V.V., Enik T.L., Ershov Yu.V., Kekelidze V.D., Kislov E.M., Kolesnikov A.O., Madigozhin D.T., Movchan S.A., Polenkevich I. A., Potrebennikov Yu.K., Samsonov V.A., Shkarovskiy S.N., Sotnikov A.N., Volkov A.D., Zinchenko A.I. // Phys. Part. Nuclei Lett. 2017. V. 14. P. 144. <https://doi.org/10.1134/S1547477117010071>*
25. *Golutvin I.A., Gorbunov N.V., Karjavin V.Yu., Khabarov V.S., Movchan S.A., Smolin D.A., Dvornikov O.V., Shumeiko N.M., Tchekhovskii V.A. Preprint JINR E13-2001-151. Dubna, 2001.*
26. *Khovansky N., Malyshev V., Tokmenin V., Sedykh Yu., Korytov A., Osborne L.S., Ross G.D., Verdier R., Bonushkin Yu., Mitselmakher G. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Acceler., Spectrom., Detect. Assoc. Equip. 1994. V. 351. P. 317. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91359-5](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91359-5)*

ВОЛНОВОДНЫЙ ДЕТЕКТОР МОЩНОСТИ ТРЕХМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С НИЗКИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ОТРАЖЕНИЯ

© 2023 г. В. В. Паршин^а, А. А. Чиликов^б, А. М. Щитов^б,
С. Ю. Корнишин^а, И. Н. Шевелёв^а, Е. А. Серов^{а,*}, С. А. Королёв^с

^аФедеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики Российской академии наук”
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

^бНФ АО НПФ “Техноякс”
Россия, 603152, Нижний Новгород, ул. Кащенко, 6

^сИнститут физики микроструктур Российской академии наук
Россия, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, 7

*e-mail: serov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 13.04.2023 г.

Принята к публикации 27.06.2023 г.

Представлен корпусной детектор мощности, выполненный в волноводе стандартного сечения $2.4 \times 1.2 \text{ мм}^2$ для трехмиллиметрового диапазона длин волн с достаточно хорошим для этого типа устройств согласованием. В конструкции используются низкобарьерные диоды, изготовленные на структуре отечественного производства. Приводятся расчетные и экспериментальные характеристики детекторов, такие как частотная зависимость чувствительности и уровень коэффициента стоячей волны (КСВ). Показано, что средняя чувствительность детекторов по диапазону составляет более 1000 В/Вт, а КСВ имеет значение не более 3.

DOI: 10.31857/S0032816223060137, EDN: TNRKSA

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые детекторы мощности широко используются как в радиоизмерительных аппаратных комплексах, так и в качестве отдельных функциональных узлов. Они могут выступать в качестве чувствительных элементов в неохлаждаемых приемниках миллиметрового диапазона, преобразователей для систем регулировки мощности в генераторах сигналов, для анализа формы амплитудно-модулированных сигналов и т.д. [1]. Волноводные детекторы широко применяются в спектрометрах различного принципа действия, работающих в миллиметровом диапазоне длин волн (см., например, [2, 3]).

В настоящее время в Российской Федерации отсутствует регулярное производство волноводных детекторов мощности миллиметрового диапазона длин волн, хотя известны работы, в которых демонстрировались опытные образцы (см., например, [4]). Еще один пример — недавняя работа белорусских коллег [5], в которой продемонстрирован детектор двухмиллиметрового диапазона на основе диода Шоттки с чувствительностью не хуже 500 В/Вт и коэффициентом стоячей волны (КСВ) не более 3.

В то же время, ведущие мировые производители (например, Virginia Diodes [6]) не осуществляют поставки данной продукции в РФ, что обуславливает актуальность разработок, направленных на импортозамещение этих устройств.

Различные области применения детекторных устройств предъявляют к ним различные, зачастую противоречивые требования. Основная сложность разработки волноводных детекторов заключается в обеспечении одновременно высокой чувствительности, приемлемого уровня согласования и малой неравномерности частотной характеристики. При проектировании волноводных устройств КВЧ-диапазона следует учитывать множество факторов, среди которых частотная дисперсия волнового сопротивления волноводных структур, а также влияние паразитных реактивностей элементов схемы и конструкции. Предложенная в работе [7] методика моделирования волноводных устройств позволяет существенно ускорить процесс проектирования. С использованием представленной методики спроектированы и изготовлены волноводные детекторы на диапазон 78–118 ГГц, работающие без постоянного смещения. Результаты исследования представлены в настоящей статье.

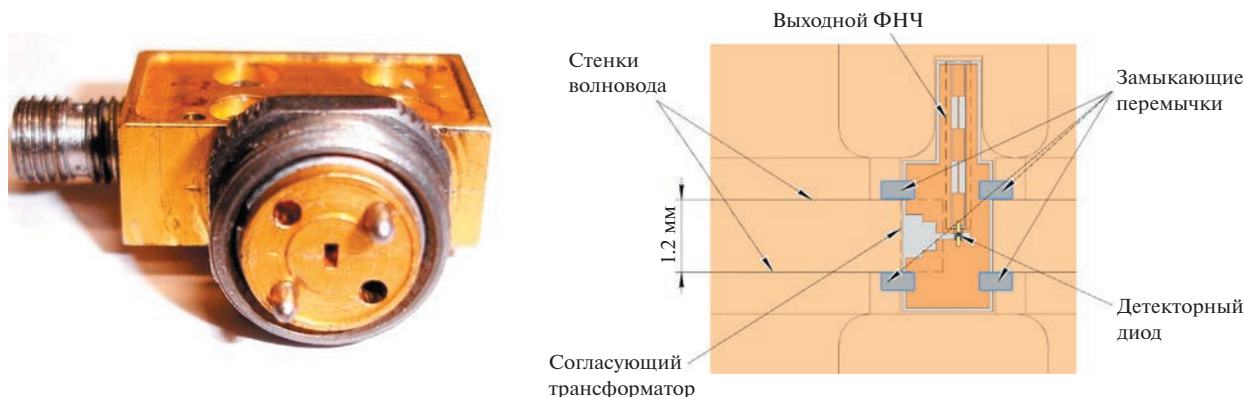


Рис. 1. Внешний вид и расположение элементов конструкции детектора. ФНЧ — фильтр нижних частот.

2. КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ

Известные модели волноводных детекторов ведущих отечественных и зарубежных фирм не гарантируют значения КСВ, что объясняется сложностью создания согласованных устройств без существенной потери чувствительности. В работе [7] приводятся результаты проектирования волноводных детекторов диапазонов 37–53 ГГц и 53–78 ГГц, где низкий уровень коэффициента отражения обеспечивается использованием схемы с согласующим резистором и трансформатором в виде ступенчатого перехода и достигается путем процедуры оптимизации конструкции в соответствии с приведенной методикой.

В отличие от спроектированных ранее [7] моделей низкочастотных детекторов, для трехмиллиметрового диапазона пришлось отказаться от дискретных компонентов для уменьшения паразитных параметров схемных элементов (рис. 1), что дало ряд преимуществ. Согласующий чип-резистор типоразмера 01005 ($0.4 \times 0.2 \text{ мм}^2$) заменен на напыленный резистивный слой, что позволило подобрать оптимальный номинал сопротивления.

За счет отказа от дискретного детекторного конденсатора в пользу топологического полосового фильтра была уменьшена инерционность схемы, поэтому детектор можно использовать не только для детектирования мощности непрерывного излучения, но и для анализа сигнала в полосе до нескольких гигагерц. Предложенные конструктивные решения позволили достичь низкой неравномерности амплитудно-частотной характеристики в рабочем диапазоне.

Детектор спроектирован в НФ АО НПФ «Техноякс». Корпус детектора изготовлен в ИПФ РАН. В качестве нелинейного элемента используется детекторный диод, произведенный в АО НПП «Салют» на экспериментальной эпитаксиальной гетероструктуре RC-1722, изготовленной в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в Санкт-Петербурге. Ра-

нее в работе [8] были продемонстрированы преимущества данного диода по сравнению с иностранным аналогом от компании Avago — детекторным диодом HSCN-9161.

Высота потенциального барьера, от которого зависит чувствительность детектора, определяется полупроводниковым материалом вида $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Этот материал в зависимости от величины x имеет существенно разные электрофизические свойства (в том числе высоту барьера). Оптимальное соотношение компонентов, выбранное для уменьшения механических напряжений, следующее: $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Такое соотношение позволило вырастить диод на полуизолирующей подложке InP, которая обеспечивает необходимую жесткость конструкции. При этом ширина запрещенной зоны равна 0.75 эВ, а высота потенциального барьера лежит в пределах 0.15–0.2 эВ. Вольт-амперная характеристика приведена на рис. 2.

Диод имеет сильно легированный контактный слой InGaAs толщиной порядка 1.5 мкм и барьерный слой InGaAs толщиной 0.1 мкм с уровнем легирования около $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ

На рис. 3, 4 приведены схемы измерительных стендов. Измерение вольт-ваттной чувствительности проводится при уровне подаваемой на детектор мощности 100 мкВт. Генератор с цепочкой умножителей предварительно калибруется по измерителю мощности, чтобы на каждой частотной точке был фиксированный уровень сигнала, который подается на детекторы. Для устранения влияния отраженного от детектора сигнала используется вентиль.

Измерение КСВ проводится с помощью волноводного направленного ответвителя. С генератора SMF100A подается максимальный уровень +17 дБм (50 мВт), чтобы чувствительности изме-

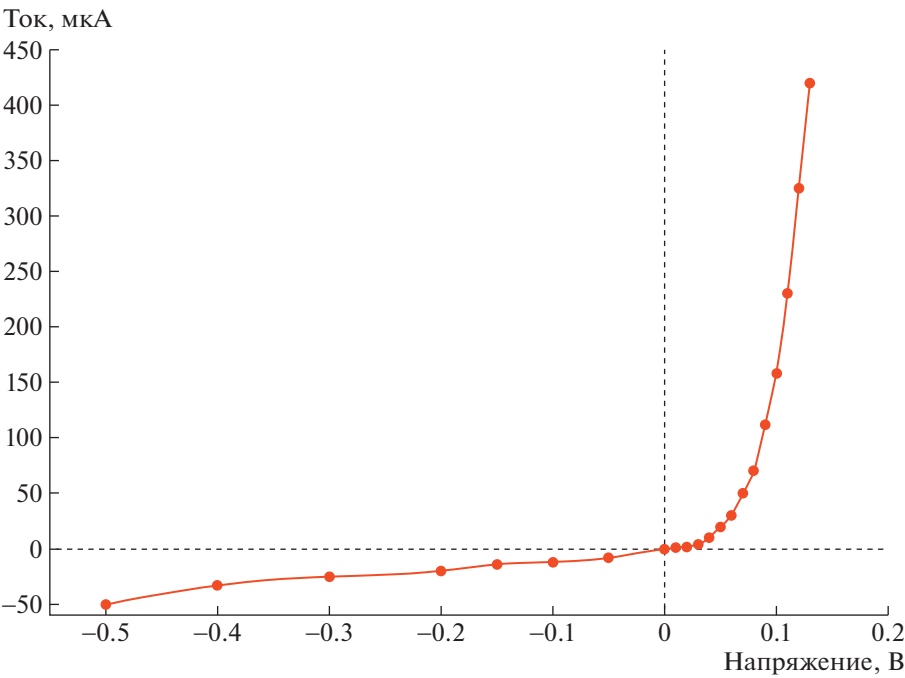


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика разработанного диода.

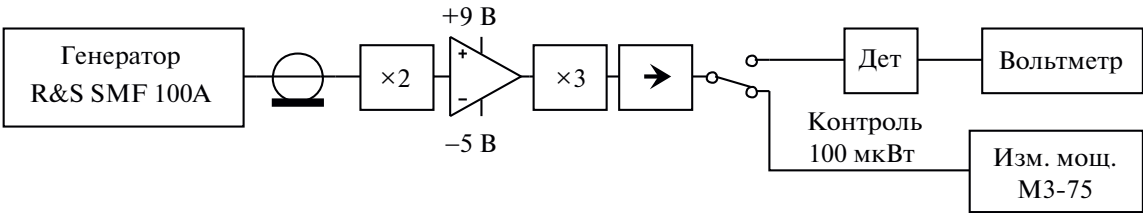


Рис. 3. Схема стенда для измерения вольт-ваттной чувствительности: $\times 2$ – удвоитель частоты с выходным диапазоном 25–40 ГГц, $\times 3$ – утроитель частоты с выходным диапазоном 75–120 ГГц, Дет – волноводный детектор (измеряемый объект), Изм. мощ. – измеритель мощности М3-75 с выносным блоком с сечением волновода $2.4 \times 1.2 \text{ мм}^2$.

рителя мощности хватило для регистрации малого уровня отраженного сигнала в случае хорошего согласования детектора.

Изначально в каждой частотной точке измеряется уровень сигнала ($P_{кз}$), отраженного от короткозамкнутой нагрузки. Затем к направленному

ответвителю подключается детектор и измеряется уровень отраженного сигнала ($P_{дет}$).

Коэффициент отражения (КО) можно представить как отношение мощности отраженной волны к падающей. В нашем случае имеем два вида измерений мощности: при подключении короткозамкнутой нагрузки и при подключении де-

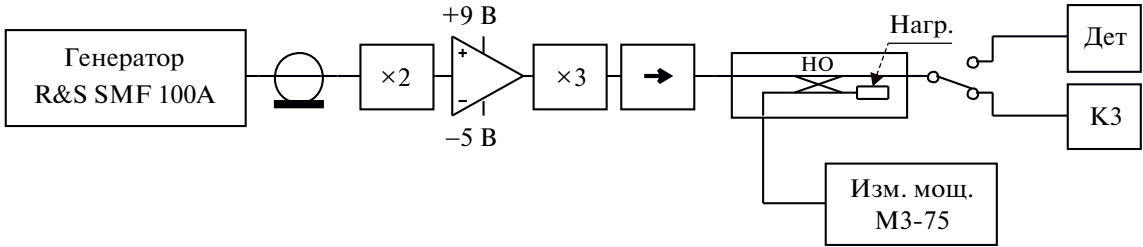


Рис. 4. Схема стенда для измерения КСВ (обозначения те же, что и на рис. 3, НО – направленный ответвитель).

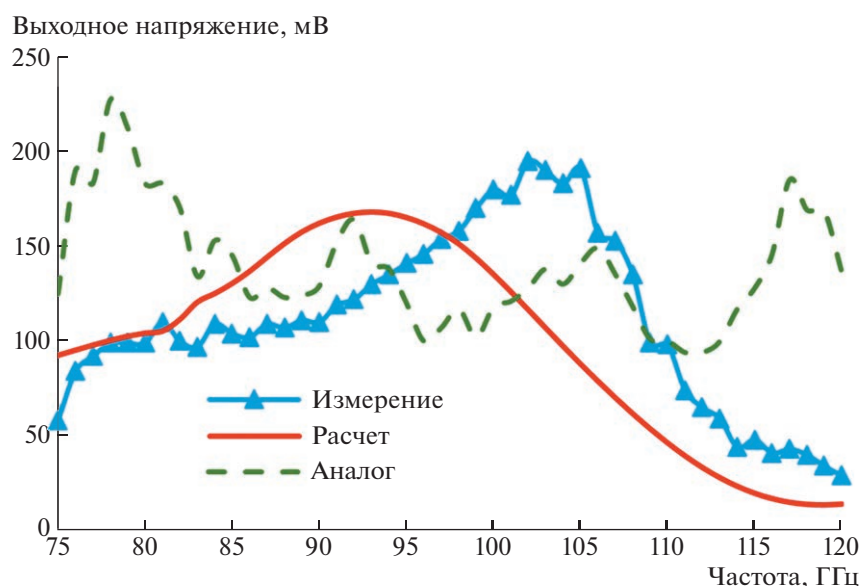


Рис. 5. Отклик детекторов в диапазоне частот при входной мощности 100 мкВт.

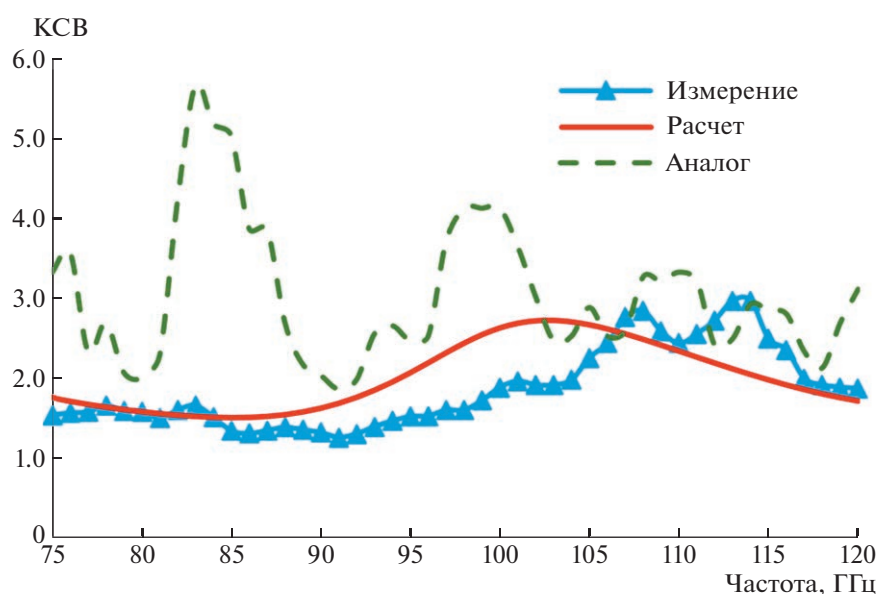


Рис. 6. Коэффициент стоячей волны детекторов.

тектора. Если считать коэффициент отражения короткозамкнутой нагрузки равным 1, а также считать, что КО слабо зависит от уровня падающей волны, что неоднократно подтверждалось экспериментально, то справедливо считать, что $КО_{дет}[дБ] = P_{дет}[дБм] - P_{кз}[дБм]$.

На рис. 5, 6 приведены расчетные и измеренные зависимости отклика детектора и его КСВ от частоты. Для сравнения приведены характеристики аналога разработанного детектора, где сигнал на детекторный диод поступает по плавному

экспоненциальному переходу в щелевой линии. Представленный в данной работе детектор обладает меньшим по сравнению с аналогом КСВ практически во всём рабочем диапазоне. Аналог, с которым проводилось сравнение, — это модель КДВ-118 производства ННИПИ “Кварц”. В настоящий момент выпуск таких детекторов прекращен.

Важной характеристикой детектора является уровень его шума, определяющий нижнюю границу динамического диапазона детектора.

Для измерения уровня шума использовался малошумящий трансимпедансный усилитель с калиброванной зависимостью коэффициента шума от подключенного ко входу сопротивления резистора. Измеренное значение среднеквадратического шумового напряжения составило $16 \text{ нВ/Гц}^{1/2}$, что находится в хорошем согласии со значением, полученным из формулы для теплового шума резистора с сопротивлением, равным дифференциальному сопротивлению исследуемого диода при нулевом напряжении смещения. Используя измеренное значение шумового напряжения и полагая, что средняя вольт-ваттная чувствительность детектора превышает 1000 В/Вт , можно вычислить мощность, эквивалентную шуму детектора, принимающую значение менее $16 \text{ пВт/Гц}^{1/2}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен корпусной детектор мощности для трехмиллиметрового диапазона длин волн. В детекторе используются низкобарьерные диоды, изготовленные на структуре отечественного производства. Высота потенциального барьера, от которого зависит чувствительность детектора, определяется полупроводниковым материалом вида $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ и лежит в пределах $0.15\text{--}0.2 \text{ эВ}$.

Использование предложенной ранее методики моделирования и оптимизации конструкции, а также реализованные конструктивные решения позволили достичь хорошей чувствительности и низкой неравномерности амплитудно-частотной характеристики в рабочем диапазоне частот. Показано, что средняя чувствительность по диапазону более 1000 В/Ватт , а КСВ не более 3, что в совокупности характеристик превосходит известные аналоги. Мощность, эквивалентная шуму детектора, сравнима с аналогами и составляет в среднем менее $16 \text{ пВт/Гц}^{1/2}$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Ю.И. Чеченину за оказанное содействие по части детекторных диодов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-72-10113), <https://rscf.ru/project/18-72-10113/>. В работе использовалась УНУ 3589084 “ЦКП-7”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щитов А.М., Шишков Г.И., Михайловский В.Л., Бляшко Ю.Р., Березин В.В., Бирюков В.В. Диодные преобразователи частоты для радиоизмерительной аппаратуры СВЧ- и КВЧ-диапазонов / Под ред. А. М. Щитова. Нижний Новгород: НГТУ. им. Р. Е. Алексеева, 2016.
2. Koshelev M.A., Leonov I.I., Serov E.A., Chernova A.I., Balashov A.A., Bubnov G.M., Andriyanov A.F., Shkaev A.P., Parshin V.V., Krupnov A.F., Tretyakov M.Yu. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2018. V. 8. P. 773. <https://doi.org/10.1109/THZ.2018.2875450>
3. Голубятников Г.Ю., Белов С.П., Леонов И.И., Андриянов А.Ф., Зинченко И.И., Лапинов А.В., Марков В.Н., Шкаев А.П., Гварнери А. // Известия вузов. Радиофизика 2013. Т. 56. № 8–9. С. 666.
4. Волков П.В., Востоков Н.В., Горюнов А.В., Кукин Л.М., Паршин В.В., Серов Е.А., Шашкин В.И. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 5. С. 56. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2019.05.47401.17613>
5. Захаров И.А., Карманова О.А., Гусинский А.В., Касперович М.М., Булавко Д.Г., Кузюков А.Н., Лисов Д.А., Шевалдина Ю.В. // Доклады БГУИР. 2022. Т. 20. № 8. <https://doi.org/10.35596/1729-7648-2022-20-8-67-74>
6. <https://www.vadiodes.com/>.
7. Чиликов А.А., Щитов А.М. // Проектирование и технология электронных средств. 2020. № 4. С. 44.
8. Чиликов А.А., Щитов А.М., Чеченин Ю.И., Малеев Н.А. // Материалы XXI координационного научно-технического семинара по СВЧ-технике, Нижний Новгород. АО НПП “Салют”. 2021. С. 65.

ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ДИНИСТОРОВ С УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

© 2023 г. С. В. Коротков^{а,*}, А. Л. Жмодиков^а, Д. А. Коротков^а

^аФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

*e-mail: korotkov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 06.04.2023 г.

После доработки 10.05.2023 г.

Принята к публикации 29.05.2023 г.

Описан генератор мощных наносекундных импульсов, состоящий из четырех эстафетно включающихся каскадов. Каждый каскад содержит накопительный конденсатор с рабочим напряжением 8 кВ и блок последовательно соединенных динисторов с ударной ионизацией. Показана возможность коммутации в нагрузку 30 Ом импульсов тока с амплитудой 800 А и фронтом 4 нс, следующих с частотой 100 Гц. Определены перспективы увеличения выходного напряжения и выходной энергии генератора.

DOI: 10.31857/S0032816223060034, EDN: XVFPV

Для обеспечения высокой эффективности генераторов наносекундных импульсов требуются коммутаторы с субнаносекундным временем переключения в хорошо проводящее состояние. Малый разброс моментов включения, большой срок службы и малое время выключения дают определенные преимущества полупроводниковым коммутаторам.

В настоящее время наиболее мощными полупроводниковыми коммутаторами с субнаносекундным временем включения являются описанные в работах [1–4] двухэлектродные кремниевые структуры тиристорного типа (динисторы), принцип действия которых впервые изложен в работе [5]. Они переключаются импульсом высокого напряжения с наносекундным фронтом. В процессе приложения к динисторной структуре быстро нарастающего наносекундного импульса напряжения лавинный пробой развиться не успевает, и напряженность поля в ее базовых областях достигает величины, достаточной для инициирования ударной ионизации. Созданные в результате ударной ионизации носители тока обеспечивают очень быстрое (менее наносекунды) переключение динисторной структуры в состояние с высокой проводимостью, которое затем поддерживается благодаря двухсторонней инжекции носителей тока из эмиттеров.

В работах [6–9] показана высокая эффективность генераторов мощных наносекундных импульсов с коммутаторами на основе оптимизированных динисторов с ударной ионизацией (SID –

Shock Ionized Dynistors), впервые описанных в работах [10–12]. Эти генераторы содержат высоковольтный накопительный конденсатор, который разряжается через нагрузку при включении блока последовательно соединенных SID-структур. Переключение SID осуществляется либо одновременно с помощью общей цепи управления, либо эстафетно, когда цепь управления запускает небольшое количество динисторных структур, а остальные включаются с помощью дополнительных конденсаторов, формирующих волну перенапряжения. Основным недостатком таких генераторов является то, что амплитуда их выходного напряжения не может быть больше напряжения зарядки накопительного конденсатора.

Эстафетный запуск SID определяет возможность разработки многокаскадных SID-генераторов, выполненных по известной схеме Аркадьewa–Маркса, которая обеспечивает формирование выходного напряжения путем суммирования напряжений каскадов, выполненных на основе сравнительно низковольтных накопительных конденсаторов.

Для подтверждения этой возможности был разработан опытный четырехкаскадный SID-генератор, в котором напряжение каскада U_0 составляло 8 кВ. Каждый каскад содержал дисковый накопительный конденсатор КВИ-3 емкостью 2.2 нФ и блок SID, состоящий из четырех динисторных структур, расположенных между алюминиевыми цилиндрическими электродами в трубчатом корпусе из фторопласта. Структуры SID имели диа-

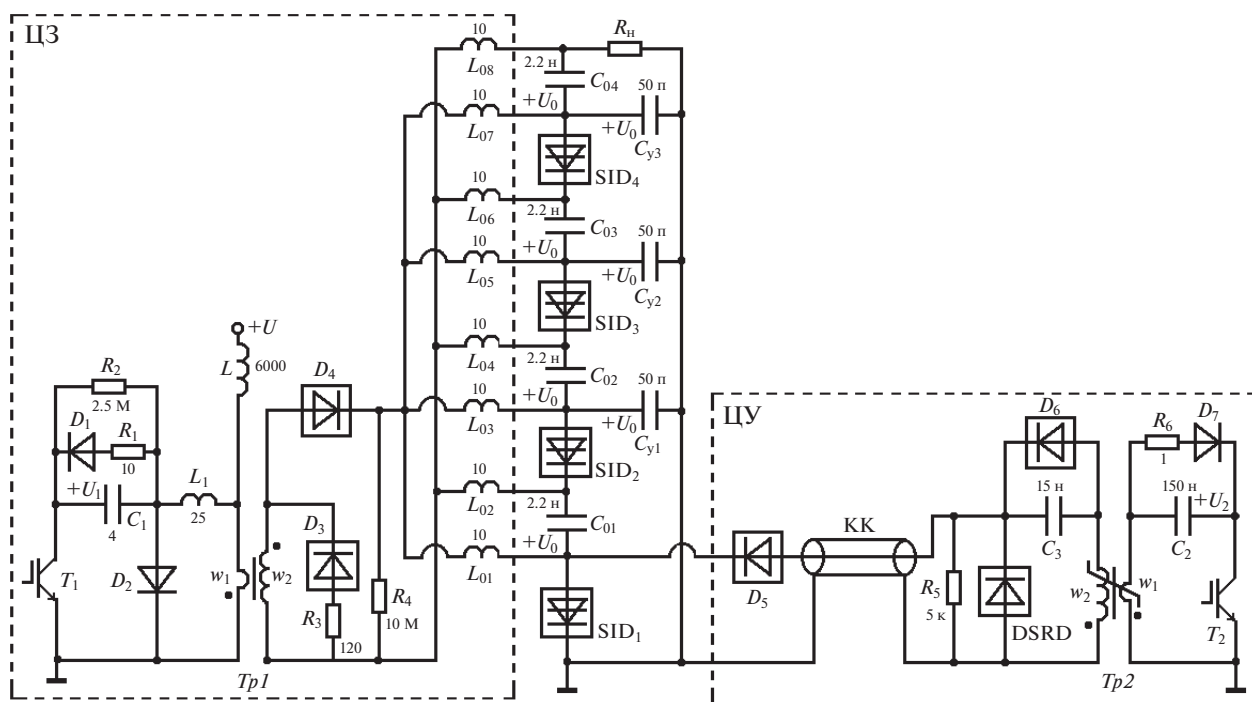


Рис. 1. Электрическая схема опытного генератора. T_1, T_2 – IRGPS60B120KDP (2 параллельно); D_1, D_7 – HER308 (2 последовательно), D_2 – HER508 (2 последовательно), D_3 – PG309 (2 параллельно), D_4 – HER308 (16 последовательно), D_5 – K100UF (2 параллельно), D_6 – HER308 (3 последовательно); КК – кабель РК75; DSRD – блок из 24 диодных структур с диаметром 16 мм; $Tr1$ – сердечник из аморфного пермаллоя 2НСП, 8 колец размером $64 \times 40 \times 10$ мм, $w_1 = 4$, $w_2 = 75$; $Tr2$ – сердечник из феррита N87 (EPCOS), 8 колец размером $25.3 \times 14.8 \times 10$ мм, $w_1 = 1$, $w_2 = 3$.

метр 16 мм и допускали приложение стационарного напряжения 2.5 кВ. При фронте запускающего воздействия ~ 2.5 нс SID-структуры переключались при напряжении ~ 4.6 кВ.

Электрическая схема генератора показана на рис. 1. Она содержит блоки SID_1 – SID_4 , нагрузку R_n , накопительные конденсаторы C_{01} – C_{04} и запускающие конденсаторы C_{y1} – C_{y3} . В исходном состоянии все конденсаторы заряжены до одинакового напряжения U_0 с помощью цепи заряда ЦЗ. Длительность процесса зарядки (~ 15 мкс) определяется длительностью тока, который протекает через обмотку w_2 повышающего трансформатора $Tr1$ после включения транзисторного ключа T_1 . Индуктивности L_{01} – L_{08} исключают взаимное влияние конденсаторов C_{01} – C_{04} в процессе формирования импульса напряжения на нагрузке. Цепь постоянного тока (~ 1 А) на основе дросселя L стабилизирует магнитное состояние сердечника трансформатора $Tr1$.

Включение блока SID_1 первого каскада осуществляется цепью управления ЦУ. Остальные блоки SID переключаются эстафетно с помощью конденсаторов C_{y1} – C_{y3} .

Цепь управления выполнена по схеме, рассмотренной в работе [7]. Формирование запуска-

ющих наносекундных импульсов высокого напряжения осуществляется с помощью диодного прерывателя тока в виде блока последовательно соединенных структур DSRD (Drift Step-Recovery Diodes), впервые описанных в работе [13]. После включения транзисторного ключа T_2 через блок DSRD протекает прямой ток с амплитудой ~ 210 А и принципиально малой длительностью (~ 350 нс). В результате происходит зарядка конденсатора C_3 , и в DSRD-структурах создается запас электронно-дырочной плазмы. В момент окончания прямого тока сердечник трансформатора $Tr2$ насыщается, индуктивность обмотки w_2 резко уменьшается и через блок DSRD протекает ток разряда C_3 с принципиально малым фронтом (~ 100 нс). Этот ток обеспечивает вывод из структур DSRD всего накопленного заряда и их выключение за время < 3 нс.

В процессе выключения DSRD-структур на входе кабеля КК формируется наносекундный импульс напряжения с амплитудой ~ 27 кВ, которая определяется произведением волнового сопротивления кабеля на ток обмотки w_2 в момент выключения блока DSRD. В результате на конце кабеля создается импульс напряжения с амплитудой, превышающей U_0 , и через диод D_5 протекает выходной ток ЦУ. Этот ток осуществляет быст-

рую зарядку емкости блока SID_1 до напряжения включения $U_m \approx 18$ кВ, которое определяется суммой напряжений включения динисторных структур.

После включения блока SID_1 в емкость блока SID_2 коммутируется ток разряда конденсаторов C_{y1} , C_{01} , скорость нарастания которого определяется монтажной индуктивностью цепи $C_{y1}-SID_2-C_{01}-SID_1$. В результате напряжение на SID_2 быстро увеличивается от исходной величины $U_0 = 8$ кВ до напряжения включения U_m . Так как $U_m > 2U_0$, то для включения блока SID_2 требуется достаточно большая емкость конденсатора C_{y1} . После включения блока SID_2 конденсаторы C_{y2} , C_{02} , C_{01} начинают разряжаться через емкость блока SID_3 , и напряжение на SID_3 резко нарастает до напряжения включения U_m . Включение блока SID_3 приводит к эстафетному включению блока SID_4 . В результате в нагрузку R_n коммутируется импульс тока разряда последовательно соединенных конденсаторов $C_{01}-C_{04}$.

Условия работы запускающих конденсаторов $C_{y1}-C_{y3}$ определяют большое напряжение их перезарядки в процессе формирования выходного напряжения генератора. Высокая надежность этих конденсаторов обеспечивается простотой их конструкции. Один электрод конденсаторов выполнен в виде алюминиевого цилиндра и изолирован несколькими слоями скотча в виде полиимидной пленки шириной 30 мм и толщиной 42 мкм. В качестве второго электрода используется скотч в виде медной ленты шириной 5 мм и толщиной 100 мкм, который располагается на внешнем слое пленочной изоляции оппозитно цилиндрическому электроду. Емкость запускающего конденсатора определяется диаметром цилиндрического электрода, толщиной пленочной изоляции и шириной ленточного электрода.

На рис. 2 показана конструкция каскадов SID -генератора.

Цилиндрические электроды запускающих конденсаторов обмотаны изолирующей пленкой 1 и расположены между динисторными блоками 2 и накопительными конденсаторами 3. Электрический контакт с потенциальной шиной 4 и заземленной шиной 5 осуществляется с помощью прижимного устройства, которое содержит алюминиевые фланцы 6, 7 и пластины 8, 9, выполненные из капролона. Прижимное усилие создается болтом 10 и передается с помощью пружинных шайб 11. Малая индуктивность цепи разряда накопительных конденсаторов достигается в результате использования шины 12, подключенной бифилярно цепи, состоящей из блоков 2 и конденсаторов 3. Шина 12 соединена с ленточными электродами 13

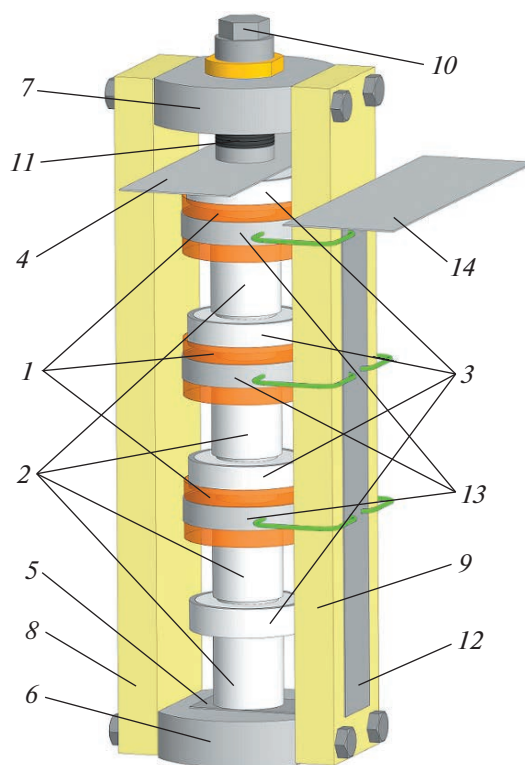


Рис. 2. Конструкция каскадов SID -генератора. 1 — изолирующая пленка; 2 — динисторные блоки; 3 — накопительные конденсаторы; 4, 5 — потенциальная и заземленная шины соответственно; 6, 7 — алюминиевые фланцы прижимного устройства; 8, 9 — выполненные из капролона пластины прижимного устройства; 10 — болт для обеспечения прижимного усилия; 11 — пружинные шайбы; 12 — шина; 13 — ленточные электроды; 14 — выходная шина.

запускающих конденсаторов и с выходной шиной 14. Нагрузка подключается между шинами 4, 14.

Генератор был исследован в условиях естественного охлаждения при частоте выходных импульсов 100 Гц. Нагрузка была выполнена в виде сборки малоиндуктивных резисторов и имела сопротивление ~ 30 Ом.

На рис. 3 приведены осциллограммы напряжения на блоке SID_1 (рис. 3а) и на запускающих конденсаторах C_{y1} , C_{y2} , и C_{y3} (соответственно рис. 3б–3г), измеренные щупом Tektronix P6015A.

Осциллограмма на рис. 3а свидетельствует о том, что напряжение на блоке SID_1 за время ~ 2.5 нс нарастает до запускающей величины ~ 19 кВ, которая обуславливает его очень быстрое переключение в состояние с высокой проводимостью. Из осциллограмм на рис. 3б–3г видно, что в исходном состоянии конденсаторы $C_{y1}-C_{y3}$ заряжены до напряжения 8 кВ. Короткий всплеск напряжения обусловлен их подзарядкой выходным током ЦУ в процессе запуска SID_1 . После включе-

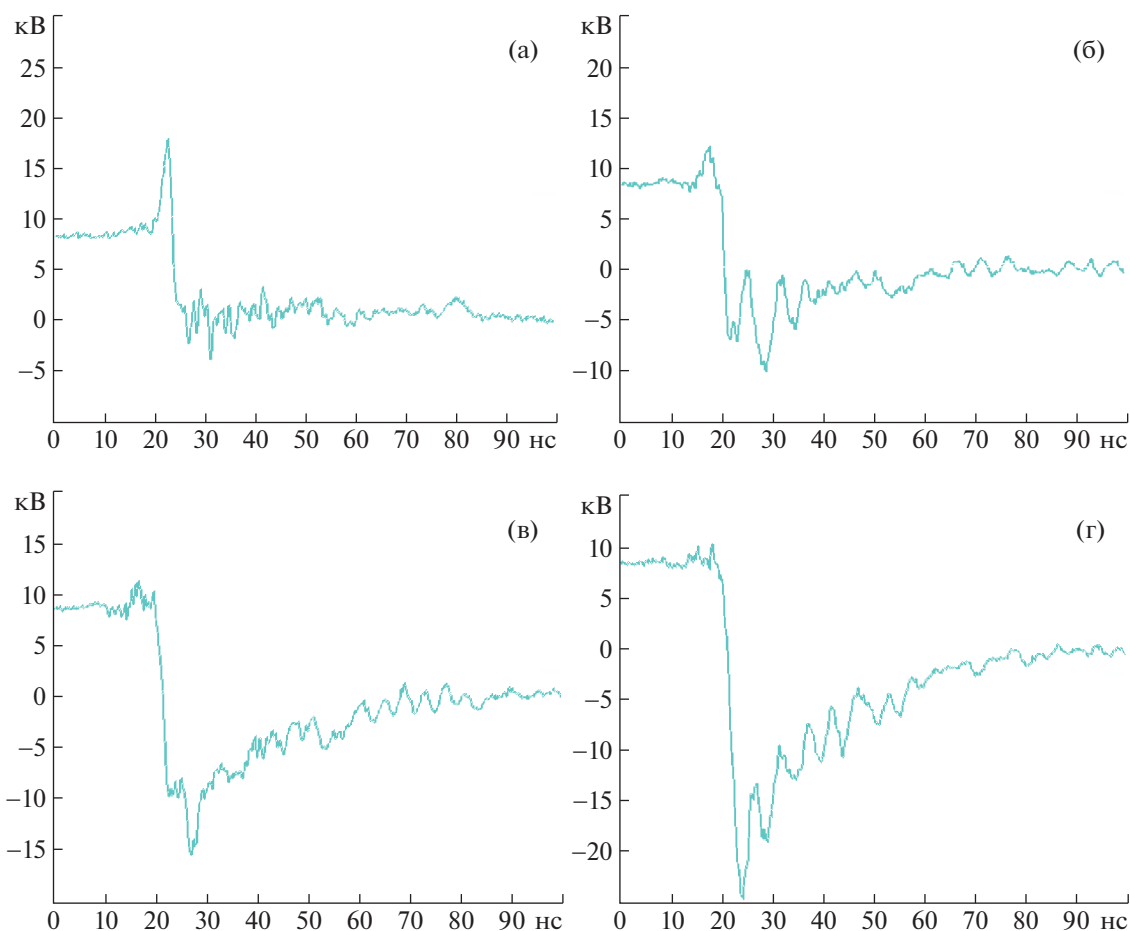


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на блоке SID_1 (а) и на конденсаторах C_{y1} (б), C_{y2} (в), C_{y3} (г).

ния SID_1 – SID_4 в C_{y1} – C_{y3} отходят токи разряда конденсаторов C_{01} – C_{04} . В результате C_{y1} – C_{y3} перезаряжаются до большого обратного напряжения.

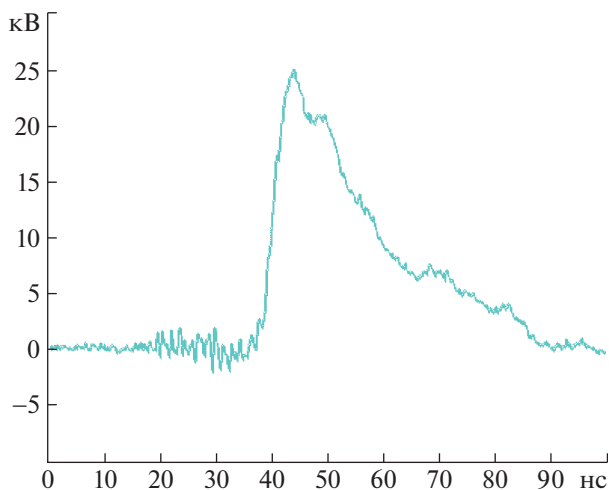


Рис. 4. Осциллограмма напряжения на нагрузке.

На рис. 4 показана осциллограмма напряжения на нагрузке. Она измерена широкополосным делителем с сопротивлением ~ 500 Ом, который обеспечивал достоверное измерение сигналов с фронтом > 0.5 нс. Конструкция делителя подробно описана в работе [14]. Так как нагрузка имеет сопротивление 30 Ом, то амплитуда и скорость нарастания выходного тока составляют соответственно 800 А и 200 А/нс.

Таким образом, проведенные исследования показали, что опытный SID -генератор за время ~ 4 нс способен коммутировать импульсную мощность ~ 20 МВт. Увеличение выходной энергии генератора может быть получено в результате увеличения емкости каскадов, а повышение выходного напряжения — путем использования дополнительных каскадов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efanov V.M., Kardo-Sysoev A.F., Tchashnikov I.G., Yarin P.M. // Proc. of 1996 International Power Modulator Symposium. Boca Raton, FL, USA, 1996. P. 22. <https://doi.org/10.1109/MODSYM.1996.564440>

2. Grekhov I., Korotkov S., Rodin S. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. V. 36. № 2. Part 1. P. 378. <https://doi.org/10.1109/TPS.2008.918661>
3. Korotkov S.V., Aristov Yu.V., Voronkov V.B., Zhmodikov A.L., Korotkov D.A., Lyublinskii A.G. // Instrum. and Exp. Tech. 2009. V. 52. № 5. P. 695. <https://doi.org/10.1134/S0020441209050091>
4. Gusev A.I., Lyubutin S.K., Rukin S.N., Tsyranov S.N. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. V. 44. № 10. Part 1. P. 1888. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2542343>
5. Grekhov I., Kardo-Sysoev A. // Soviet Technical Physics Letters. 1979. V. 5. № 8. P. 395.
6. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2022. № 5. С. 70. <https://doi.org/10.31857/S003281622205007X>
7. Коротков С.В., Аристов Ю.В. // ПТЭ. 2022. № 5. С. 65. <https://doi.org/10.31857/S0032816222050068>
8. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Козлов К.А. // ПТЭ. 2023. № 4. С. 70. <https://doi.org/10.31857/S0032816223040134>
9. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2023. № 4. С. 74. <https://doi.org/10.31857/S0032816223040146>
10. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 24. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010130>
11. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 75. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050171>
12. Korotkov S.V., Aristov Yu.V., Korotkov D.A., Zhmodikov A.L. // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. Art. № 084704. <https://doi.org/10.1063/5.0015284>
13. Grekhov I., Efanov V., Kardo-Sysoev A., Shenderoy S. // Solid State Electronics. 1985. V. 28. № 6. P. 597. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(85\)90130-3](https://doi.org/10.1016/0038-1101(85)90130-3)
14. Белкин В.С., Шульженко Г.И. Препринт 91-51. Ротапринт ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1991.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 533.9.07

ПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА МК-200

© 2023 г. В. А. Костюшин^{a,*}, И. М. Позняк^{a,b}, Д. А. Топорков^{a,b}, Д. А. Бурмистров^{a,c},
К. В. Журавлев^a, С. Д. Лиджигорьев^{a,b}, Р. Р. Усманов^{a,c}, В. Ю. Цыбенко^a, В. С. Немчинов^a

^aГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»

Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12

^bМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

Россия, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

^cНациональный исследовательский университет «МЭИ»

Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 14

*e-mail: vakostyushin@triniti.ru

Поступила в редакцию 08.12.2022 г.

После доработки 06.04.2023 г.

Принята к публикации 08.04.2023 г.

Плазменные потоки с высокой скоростью, плотностью и энергосодержанием находят широкое применение в исследованиях по взаимодействию плазмы с материалами, моделированию астрофизических процессов, разработке плазменных двигателей и плазменных источников излучения, инжекции плазмы в термоядерные установки. Для генерации таких потоков могут быть использованы электродинамические плазменные ускорители. В данной работе описаны конструктивные особенности мощного импульсного плазменного ускорителя и диагностические средства для измерения параметров генерируемого им плазменного потока.

DOI: 10.31857/S0032816223050117, EDN: ZJZVQP

ВВЕДЕНИЕ

Плазменные потоки с высокой скоростью, плотностью и энергосодержанием находят широкое применение при решении различных исследовательских и технологических задач. К таким задачам относятся: взаимодействие плазмы с материалами [1], моделирование астрофизических процессов [2], разработка плазменных двигателей [3, 4] и плазменных источников излучения [5], инжекция плазмы в термоядерные установки [6]. Генерация мощных потоков плазмы может осуществляться с помощью электродинамических плазменных ускорителей.

При использовании в качестве плазмообразующего газа дейтерия или трития возможна генерация термоядерных нейтронов при встречном столкновении плазменных потоков. Энергия относительного движения взаимодействующих частиц в четыре раза превышает их кинетическую энергию, поэтому интенсивность нейтронного излучения из зоны столкновения будет как минимум в 4 раза превосходить интенсивность нейтронного излучения из облака плазмы с максвелловским распределением ионов по энергиям при одинаковых значениях энергосодержания, массы и плотности плазмы [7]. Это позволяет создать

мощный источник термоядерных нейтронов на основе импульсных плазменных ускорителей.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки МК-200 с диагностической аппаратурой представлена на рис. 1. Установка состоит из электродинамического импульсного плазменного ускорителя, цилиндрической камеры для транспортировки плазменного потока и мишенной камеры. Камера транспортировки представляет собой цилиндрическую трубу из нержавеющей стали длиной 300 см, с внутренним диаметром 20 см и толщиной стенки 3 мм, в которой с помощью многовитковых соленоидов создается квазистационарное продольное магнитное поле. Внутренний диаметр плазмопровода на 4 см превышает выходной диаметр внешнего электрода ускорителя, что обеспечивает наличие магнитного зазора между плазмой и стенкой камеры. К камере транспортировки пристыковывается мишенная камера в виде цилиндрической трубы из нержавеющей стали диаметром 29 см и длиной 42 см, в которую можно устанавливать исследуемые образцы или диагностическую аппаратуру (калориметр для измерения полного энергосодержания плазменного потока, датчики давления и т.д.). Во время эксперимента в мишенной

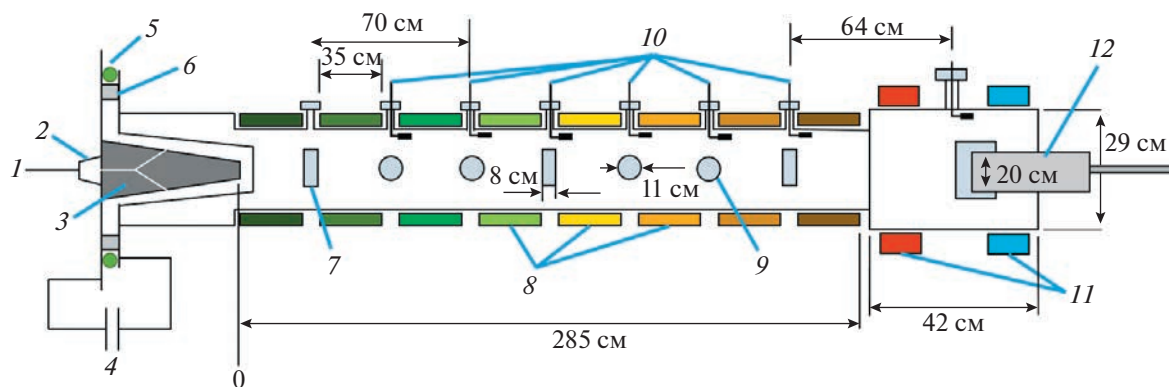


Рис. 1. Схема установки МК-200. 1 — газовая линия; 2 — газовый клапан; 3 — плазменный ускоритель; 4 — конденсаторная батарея; 5 — пояс Роговского; 6 — изолятор; 7 — прямоугольные диагностические окна; 8 — катушки магнитного поля; 9 — круглые диагностические окна; 10 — магнитные зонды; 11 — катушки Гельмгольца; 12 — калориметр.

камере с помощью катушек Гельмгольца создается продольное магнитное поле.

Электродная система плазменного ускорителя (ПУ) выполнена в форме двух усеченных коаксиальных конусов из меди. Внешний электрод (анод) не является сплошным, а набран из 18 отдельных стержней, что препятствует “шнурованию” тока разряда. Диаметр внешнего электрода у основания составляет 220 мм, на выходе из ускорителя — 170 мм. Диаметр внутреннего электрода (катода) изменяется по длине от 120 до 43 мм. Длина электродов, на которой происходит ускорение плазменной оболочки, составляет ~490 мм. У основания электроды разделены изолятором из полиацетали, расположенным таким образом, чтобы исключить прямое воздействие светового излучения разряда на изолятор для предотвращения развития вторичных пробоев по его поверхности.

Питание ПУ осуществляется от малоиндуктивной конденсаторной батареи, состоящей из 350 конденсаторов ИК-50-3 общей емкостью ~1.08 мФ. Напряжение заряда батареи варьируется в диапазоне 14–24 кВ, что соответствует изменению запасенной в батарее энергии от 98 до 288 кДж. Для коммутации батареи на электроды ускорителя используются 8 дисковых вакуумных разрядников. Разрядники соединены с фланцами электродов с помощью 216 коаксиальных кабелей РК 50-11-13 для уменьшения “паразитной” индуктивности разрядного контура и предотвращения “шнурования” тока между электродами ускорителя.

Напуск рабочего газа (водорода, дейтерия или азота) в межэлектродный зазор ускорителя осуществляется с помощью быстродействующего клапана. С механической точки зрения клапан относится к тарельчатому типу, т.е. зазор, через который проходит газ, открывается тарелкой. Тарелка представляет собой диск, периферия кото-

рого в закрытом состоянии плотно прилегает к уплотнению. Для открытия кольцевого зазора тарелка отжимается от уплотнения. Сдвиг тарелки осуществляется за счет прямолинейного движения штока, выполняющего одновременно функции направляющей и звена, связывающего тарелку с исполнительным механизмом.

Для клапанов плазменных ускорителей применяется индукционно-динамический тип исполнительного механизма. В его основе лежит плоская электромагнитная катушка, вплотную к которой примыкает плоский толкатель из электропроводящего материала. При пропускании импульса тока через катушку в материале толкателя возникают вихревые (индукционные) токи. Из-за короткой длительности импульса тока поле концентрируется в зазоре между катушкой и толкателем, поэтому на них действуют значительные ponderomotorные силы, отбрасывающие толкатель от катушки. Через шток движение толкателя передается тарелке клапана. Питание на клапан подается через высоковольтный разделительный трансформатор, обеспечивающий электрическую развязку между конденсаторными батареями, от которых происходит питание клапана, и батарей плазменного ускорителя.

Движение плазмы от ускорителя до мишенной камеры происходит по плазмопроводу, заполненному продольным магнитным полем. Магнитное поле в плазмопроводе создается с помощью восьми многovitковых соленоидов, а в мишенной камере — катушками Гельмгольца. Питание соленоидов и катушек осуществляется от независимых конденсаторных батарей, что позволяет варьировать величину поля по длине плазмопровода и в мишенной камере. Каждая батарея состоит из 215 конденсаторов марки К-41И-7 (100 мкФ, 5 кВ) общей емкостью 21.5 мФ. Коммутация батарей на катушки осуществляется с помощью дисковых вакуумных разрядников. Период разрядного тока

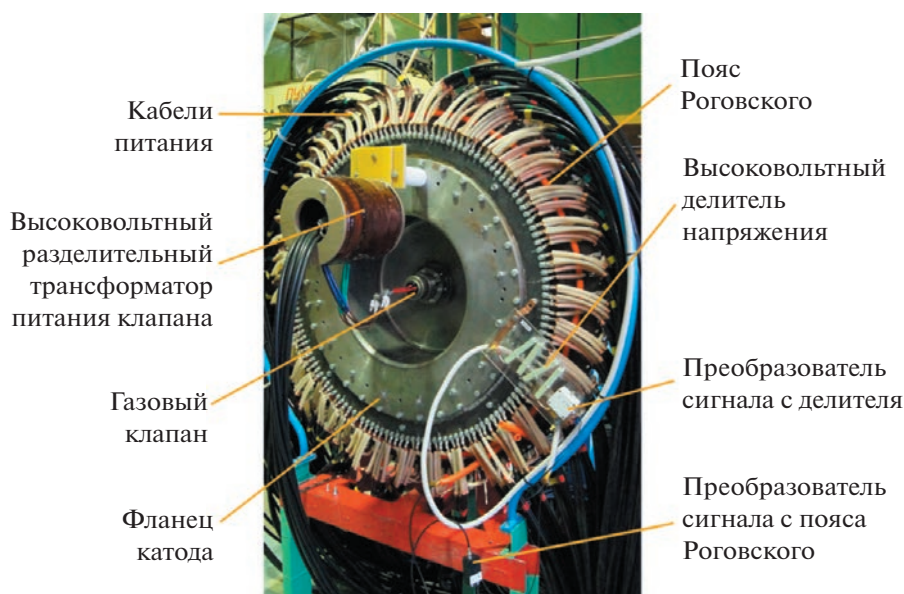


Рис. 2. Внешний вид высоковольтного делителя напряжения, пояса Роговского и преобразователей сигнала.

в соленоидах лежит в диапазоне $T = 8\text{--}18$ мс. Величина создаваемого магнитного поля может варьироваться в диапазоне от 0 до 2 Тл.

Распределение магнитного поля $B(z)$ вдоль плазмопровода измеряется с помощью линейки из восьми магнитных зондов. Зонды представляют собой цилиндрические катушки на диэлектрическом стержне диаметром 20 мм, содержащие по 25 витков провода ПЭЛШО, намотанных вплотную друг к другу. Расстояние между соседними зондами в линейке равно 10 см. Калибровка зондов осуществляется по сигналу зонда известного сечения. Согласно результатам калибровки, площадь зондов лежит в диапазоне от 80 до 90 см².

На батарею каждой катушки подается напряжение $U_i = 1$ кВ за несколько пусков, перемещая линейку зондов вдоль плазмопровода, измеряется распределение $B(z)$. Поскольку поле соленоида B пропорционально протекающему через него току I , максимум которого пропорционален начальному напряжению U разряжаемой на него конденсаторной батареи, то по результатам измерений были рассчитаны коэффициенты связи k_i из следующего выражения:

$$B(z) = \sum_{i=1}^{10} k_i U_i$$

Зная коэффициенты k_i , можно рассчитать напряжения U_i , до которых необходимо заряжать каждую батарею, чтобы получить во время эксперимента требуемое распределение $B(z)$.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА

Для контроля за режимами работы плазменного ускорителя и измерения параметров плазменного потока был создан ряд диагностических средств: пояс Роговского, высоковольтный делитель напряжения, магнитные зонды и интегральный термпарный калориметр.

Чтобы уменьшить влияние электромагнитных наводок, возникающих в процессе работы установки, на результаты измерений тока и напряжения, использовались оптические развязки. Напряжение U на электродах ускорителя регистрировалось с помощью высоковольтного электрооптического преобразователя, общий вид которого представлен на рис. 2. Преобразователь состоит из низкоиндуктивных сопротивлений типа ТВЛ в верхнем плече и высокоскоростного светодиода SFH757V — в нижнем (рис. 3а). Сопротивление верхнего плеча составляет ≈ 60 кОм и при напряжении $U = 20$ кВ ограничивает ток через светодиод до $1/3$ А, что обеспечивает его работу в линейном режиме. Защита от переполюсовки напряжения осуществляется за счет шунтирования SFH757V полупроводниковым диодом HER103, включенным в противоположном направлении.

Сигнал светодиода передается по оптическому волокну и попадает на фотоэлектрический преобразователь, схема которого изображена на рис. 3б. Буферная емкость 2.2 мкФ заряжается до напряжения источника питания 12 В через сопротивление 20 кОм. Фотодиод SFH250V открывается световым сигналом из оптической линии, что приводит к протеканию тока через резистор 1 кОм, напряжение на котором регистрируется цифровым осциллографом TiePie HS4-50. При длитель-

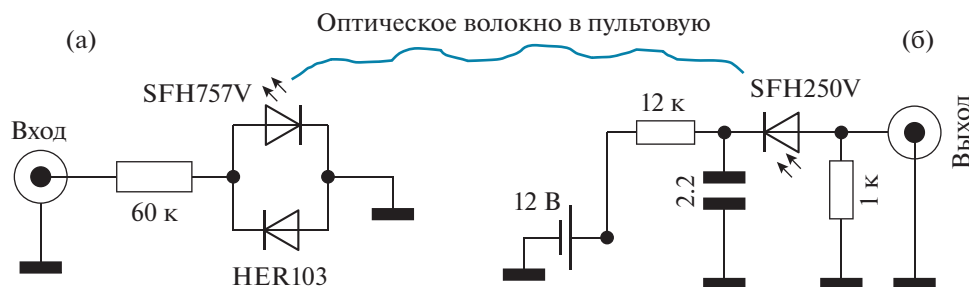


Рис. 3. Схема измерения напряжения на электродах ускорителя: **а** — высоковольтный электрооптический преобразователь; **б** — фотоэлектрический преобразователь.

ности плазменного разряда не более 30 мкс и полном открытии фотодиода емкость буферного конденсатора обеспечивает просадку напряжения обратного смещения не более чем на 0.16 В (при полной амплитуде сигнала 12 В).

Калибровка делителя напряжения осуществляется при подаче известного постоянного напряжения U на электроды ускорителя. Во время калибровки плазмообразующий газ в ускоритель не подается. При коммутации конденсаторной батареи на электроды ускорителя в коаксиальной линии (токоподводящие кабели) возникают колебания, скорость затухания которых зависит от активного сопротивления цепи. Такие колебания сохраняются и при рабочих пусках установки, однако они не мешают измерениям напряжения на ускорителе.

Сигнал, полученный при $U = 5.26$ кВ, показан на рис. 4. Видно, что колебания затухают за ≈ 5 мкс, а отклик измерительного канала составляет 1.84 В, т.е. коэффициент чувствительности делителя равен 2.86 кВ/В.

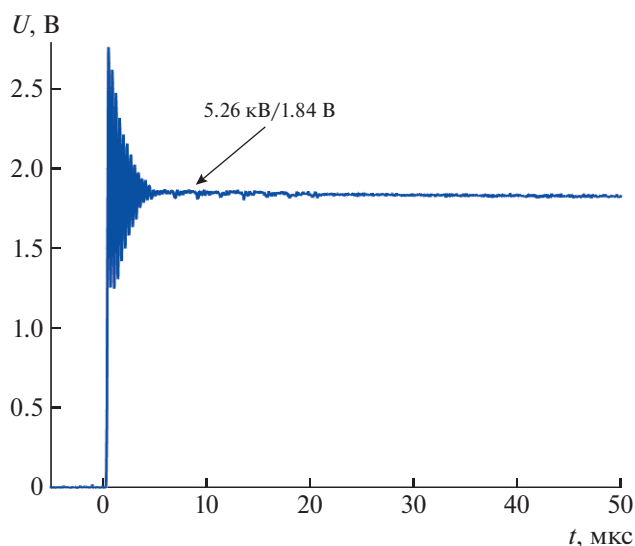


Рис. 4. Сигнал с делителя напряжения во время калибровки.

Для измерения тока разряда I был изготовлен пояс Роговского. Пояс представляет собой жилу коаксиального кабеля марки RG-58 диаметром 0.8 мм, на полиэтиленовую изоляцию которой с шагом 5 мм намотан тонкий медный провод $\varnothing 0.2$ мм в лаковой изоляции. Для защиты от механических повреждений и электрических пробоев пояс помещен в термоусадочную трубку и полиэтиленовый гофр. Гофр уложен между сборными шинами ускорителя так, чтобы пояс Роговского измерял весь ток разряда (рис. 2). Преобразование, передача и регистрация сигнала с пояса осуществлялись по схеме с оптической развязкой. Основное отличие от схемы, используемой с делителем напряжения, заключается в наличии двух каналов — как для положительной, так и для отрицательной составляющей сигнала. Сигнал с пояса Роговского пропорционален производной тока, а реальное значение тока восстанавливается численным методом.

Типичный сигнал с пояса Роговского во время пуска установки МК-200 показан на рис. 5. Кривые соответствуют положительной ($+dI/dt$) и отрицательной ($-dI/dt$) составляющим производной тока.

На рис. 6 показаны типичные осциллограммы с реальными значениями тока и напряжения. В приведенном пуске напряжение на конденсаторной батарее составляет 18 кВ, время напуска газа до подачи напряжения на электроды — 270 мкс, рабочий газ — дейтерий.

Одним из самых распространенных методов измерения импульсных магнитных полей является метод, основанный на использовании магнитных зондов. Для данной установки изготовлены зонды в виде цилиндрических катушек длиной 25 мм и диаметром 3 мм. Катушки содержат по 250 намотанных вплотную друг к другу витков медного провода толщиной 100 мкм. Чтобы обеспечить изоляцию катушек от плазмы, они помещены в керамический корпус и герметизированы эпоксидной смолой. Зонды установлены вдоль плазмопровода на расстоянии 35 см друг от друга через специальное вакуумное уплотнение, которое позволяет изолировать корпус зонда от стен-

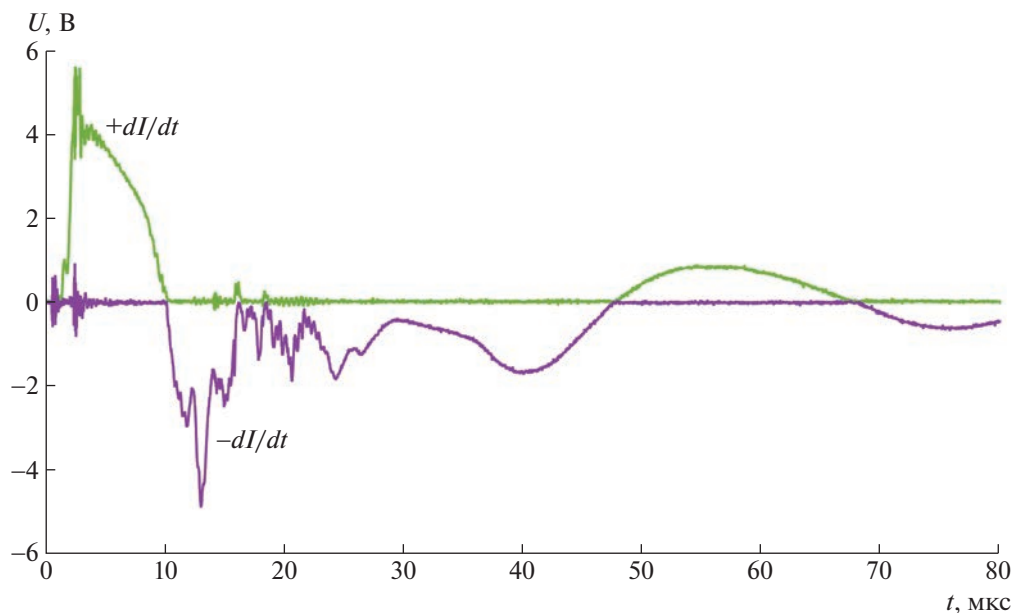


Рис. 5. Сигнал с пояса Роговского.

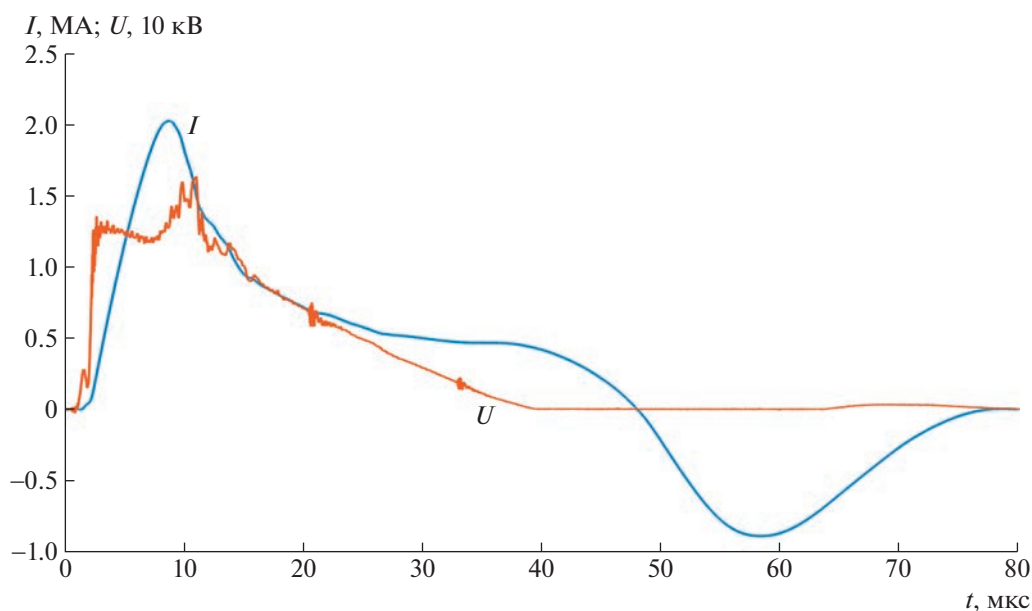


Рис. 6. Осциллограммы тока и напряжения.

ки вакуумной камеры и менять его положение (вдоль радиуса камеры) без нарушения герметичности установки.

Когда зонд с суммарной площадью витков S оказывается в переменном магнитном поле $\mathbf{H}$, наведенная на концах катушки ЭДС $U(t)$ равна:

$$U(t) = S\mu_0 \frac{dH}{dt}.$$

Величина индукции магнитного поля $B \sim \int U(t) dt$. В эксперименте интегрирование сиг-

нала осуществляется с помощью пассивных RC -цепочек. Постоянная времени цепочек равна 200 мкс, что удовлетворяет требованию $RC \gg t_{pl}$, где t_{pl} — длительность плазменного потока ($t \approx 30$ мкс). Калибровка зондов (определение площади S) осуществлялась по известному значению магнитного поля, создаваемого с помощью длинного соленоида, на обмотку которого разряжается конденсаторная батарея.

По результатам зондовых измерений можно определить скорость плазменного потока V_{pl} , его

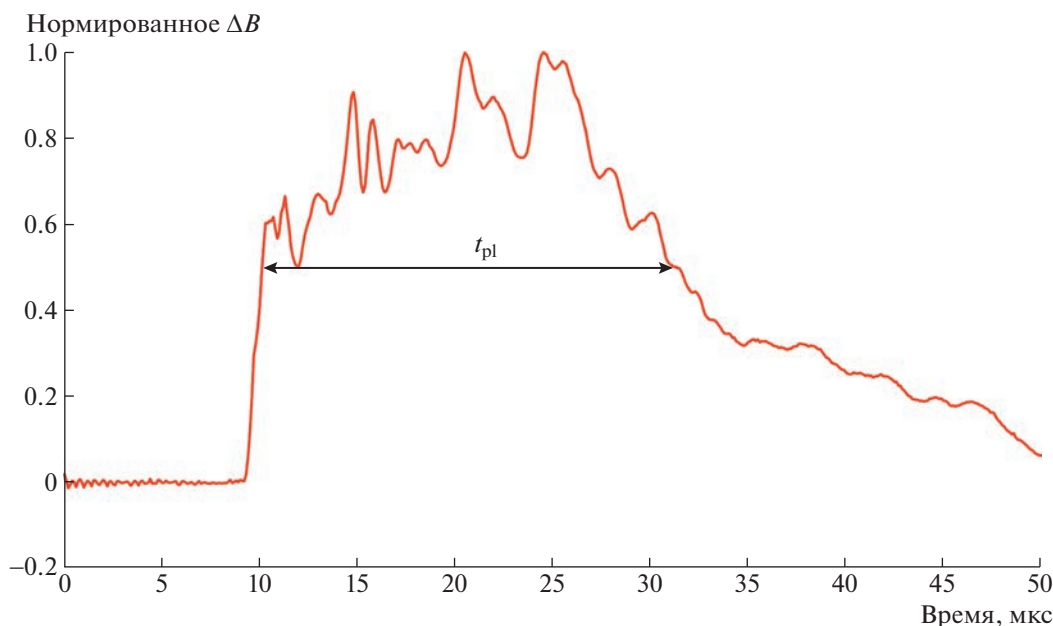


Рис. 7. Определение длительности плазменного потока по сигналу пристеночного магнитного зонда № 2.

длительность t_{pl} и площадь поперечного сечения S_{pl} . Длительность плазменного потока t_{pl} определяется при каждом пуске установки. Для этого измеряется продолжительность показаний зондов на уровне 50% от максимального значения сигнала зонда (рис. 7). Скорость плазменного сгустка V_{pl} можно оценить с помощью времяпролетной методики, зная расстояние между магнитными зондами L и измеряя запаздывание их сигналов Δt .

При перемещении по плазмопроводу плазменный сгусток вытесняет магнитное поле к стенкам вакуумной камеры, однако за характерное время движения плазмы магнитное поле не успевает продиффундировать через стенку. Таким образом, по приращению магнитного поля ΔB , измеряемого пристеночными магнитными зондами, и исходя из закона сохранения магнитного потока в сечении плазмопровода можно определить площадь плазменного потока: $S_{pl} = \Delta BS / (B_0 - B_{pl} + \Delta B)$, где S — площадь поперечного сечения плазмопровода, B_0 — величина начального магнитного поля в плазмопроводе, B_{pl} — величина магнитного поля в области, занимаемой плазмой, которая измеряется с помощью магнитного зонда, опускаемого в центр плазмопровода.

Для измерения энергосодержания плазменного потока был изготовлен интегральный калориметр. Конструкция калориметра обеспечивает равномерное распределение энергии плазменного потока по его внутренней поверхности, что повышает точность измерений и увеличивает время

службы калориметра. Температура стенок измеряется с помощью 16 хромель-алюмелевых термопар, закрепленных на внешней поверхности прибора. Калибровка термопар выполнена с использованием термостата.

Сигналы с термопар подаются на промышленные модули AIN8-U60 [8]. Каждый модуль имеет 8 гальванически изолированных (на 2.5 кВ) входов, сигнал с которых усиливается, после чего мультиплексируется на 8-канальный АЦП. Данные с АЦП в автоматическом режиме передаются в персональный компьютер и сохраняются в базе данных. Для обработки результатов измерений была написана специальная программа, с помощью которой осуществлялась интерполяция данных о росте температуры стенок калориметра после плазменного воздействия с последующим расчетом полного энергосодержания плазменного потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе описаны конструктивные особенности мощного импульсного плазменного ускорителя, представлены диагностические средства для измерения параметров генерируемого им плазменного потока, предложены методики для обработки экспериментальных данных. В дальнейшем планируется дополнить диагностический комплекс установки интерферометром Маха—Цендера для измерения плотности плазменного потока и провести исследование режимов работы плазменного ускорителя.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного контракта от 28.04.2022 № Н.4к.241.09.22.1074.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Позняк И.М., Архипов Н.И., Карелов С.В., Сафронов В.М., Топорков Д.А. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. Вып. 1. С. 70.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2014-37-1-70-79>
2. Ананьев С.С., Крауз В.И., Мялтон В.В., Харрасов А.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. Вып. 1. С. 21.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2017-40-1-21-35>
3. Ковальчук М.В., Ильгисонис В.И., Кулыгин В.М. // Природа. 2017. № 12. С. 33.
4. Жильцов В.А., Кулыгин В.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. Вып. 3. С. 5.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2018-41-3-5-20>
5. Toporkov D.A., Gavrilov V.V., Zhitlukhin A.M., Kochnev D.M., Kostyushin V.A., Poznyak I.M., Pikuz S.A., Ryazantsev S.N., Skobelev I.Yu. // 47th EPS Conference on Plasma Physics. EPS 2021. С. 545.
6. Raman R. // Fusion Engineering and Design. 2008. V. 83. Iss. 10–12. P. 1368.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2008.06.043>
7. Старостин А.Н., Житлухин А.М., Петрушевич Ю.В., Таран М.Д., Филиппов А.В., Фортков В.Е., Черковец В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 5–6 (9). С. 387.
<https://doi.org/10.1134/S0370274X19180061>
8. Модуль аналогового ввода AIN8-U60 [Электронный ресурс]. URL: <http://dep.ru/catalog/68/ain8-u60/>

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ РАСSEЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗАСВЕЧЕННОЙ ФОТОБУМАГИ

© 2023 г. Л. М. Лавров^а, Е. В. Поздняков^а,
Е. А. Ульмов^а, В. М. Ямщиков^{а,*}, М. А. Ямщикова^а

^аИнститут лазерно-физических исследований РФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики
Россия, 607188, Саров, просп. Мира, 37

*e-mail: feynman94@yandex.ru

Поступила в редакцию 08.12.2022 г.

После доработки 31.01.2023 г.

Принята к публикации 10.03.2023 г.

Предложен метод регистрации пространственного распределения рассеянного из лазерной плазмы излучения в широком угловом диапазоне, вплоть до 4π , с использованием предварительно засвеченной и проявленной фотобумаги. Метод позволяет получить диаграмму направленности рассеянного излучения с достаточно высоким пространственным и угловым разрешением. Выполнив калибровку чувствительности фотобумаги, можно измерить величину энергии рассеянного излучения, ее пространственное распределение и определить интегральную величину потерь энергии на рассеяние в широком спектральном диапазоне от УФ- до ИК-области.

DOI: 10.31857/S0032816223050324, EDN: NGYNBP

ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффективных методов изучения процессов формирования и динамики лазерной плазмы, а также механизмов поглощения лазерного излучения является исследование рассеяния этого излучения возникающей плазмой [1–3]. С этой целью традиционно [4] используются калориметры, с помощью которых измеряется величина энергии рассеянного излучения в зеркальном направлении, а также рассеяние назад с использованием фокусирующей оптики. Для получения диаграммы направленности рассеянного излучения необходимо разместить внутри камеры взаимодействия достаточно большое количество калориметров в определенном порядке и на нужном расстоянии от мишени. Поскольку калориметры имеют относительно большие размеры и требуют близкого расположения к мишени из-за низкой пороговой чувствительности по энергии [4], затруднительно получить картину рассеяния с достаточно высоким пространственным разрешением.

Для измерения диффузной составляющей рассеяния используются более чувствительные приборы, например матрицы на основе прибора с зарядовой связью (ПЗС) или фотопленки [4, 5]. При этом характер диаграммы направленности

диффузной составляющей обычно описывается законом Ламберта. Для получения пространственной картины рассеяния используются также фотолюминесцентные измерения, которые, как и в случае с калориметрическим методом, также подразумевают размещение фоточувствительных элементов внутри камеры взаимодействия. Фоточувствительные элементы обладают большей чувствительностью по сравнению с калориметрами [6, 7], однако имеют ограниченный спектральный диапазон чувствительности в инфракрасной (ИК) области. При этом фотоприемники требуют защиты от собственного светового излучения плазмы.

Фотографический метод применяется также с размещением объектива внутри или вне камеры взаимодействия с дальнейшей регистрацией рассеянного излучения фоточувствительным элементом. При размещении объектива внутри камеры взаимодействия для получения распределения излучения в широком угловом диапазоне необходимо использовать широкоугольные объективы, которые, как правило, являются короткофокусными, вследствие чего их необходимо располагать ближе к мишени. Использование длиннофокусных объективов позволяет размещать их вне камеры взаимодействия, однако они

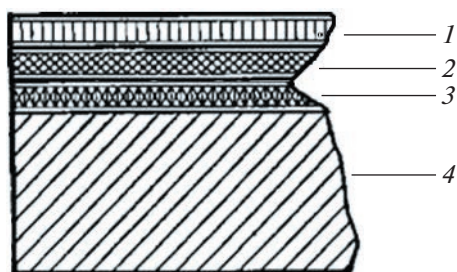


Рис. 1. Структура фотобумаги. 1 — защитный слой, 2 — светочувствительный слой; 3 — баритовый слой; 4 — бумага.

при этом захватывают малый телесный угол в сравнении с широкоугольными объективами.

Основным недостатком рассмотренных методов регистрации рассеянного лазерной плазмой излучения является отсутствие возможности получения картины рассеяния с достаточно высоким пространственным разрешением. Кроме того, использование в эксперименте ограниченного числа фотоприемников не позволяет достоверно определить величину интегральных потерь на рассеяние в 4π .

Авторами статьи предлагается метод диагностики рассеянного излучения, свободный от ряда указанных выше недостатков и позволяющий определять величину энергии рассеянного излучения в различных направлениях с высоким пространственным разрешением. Метод основан на регистрации яркости ожогов, получаемых в результате воздействия рассеянного из плазмы излучения на поверхность предварительно засвеченной и проявленной фотобумаги (ФБ). Метод позволяет получать информацию о диаграмме направленности излучения, а также о величине его энергии в заданном сечении в широком диапазоне углов регистрации (вплоть до 4π) и широком спектральном диапазоне — от УФ- до ИК-области.

ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Фотобумага представляет собой ряд тонких слоев из различных материалов, нанесенных на бумагу, используемую в качестве подложки. На рис. 1 показано строение ФБ для черно-белой фотографии [5].

Верхний защитный слой ФБ представляет собой пленку из задубленного желатина толщиной 0.5–1 мкм, предохраняющую находящийся под ним эмульсионный слой от механических повреждений. Светочувствительный слой толщиной до 5 мкм — это также пленка желатина, в которой взвешены микрокристаллы галогенидов серебра.

Они являются светочувствительными компонентами фотоматериала. В этот слой вводят и другие вещества, из которых наибольшее значение имеют сенсibilизаторы. Подслой толщиной 20–40 мкм — желатин с дубителем, служащий для механической сцепки эмульсионного слоя с подложкой. Для повышения белизны бумаги в подслей вводят баритовый слой.

В процессе химического проявления засвеченной ФБ серебро восстанавливается из ионов галогенида серебра светочувствительного слоя. При этом проявленная ФБ существенно отличается от непроявленной механизмом взаимодействия с лазерным излучением, поскольку после интенсивного светового воздействия в светочувствительном слое ФБ образуется достаточно плотный слой из частиц серебра толщиной порядка 1 мкм. Такой слой за счет черного цвета практически полностью поглощает падающее излучение в широком спектральном диапазоне, от УФ- до ИК-области. В то же время внешний поверхностный слой желатина достаточно хорошо пропускает излучение в видимой и ближней ИК-областях и в нем происходят объемное поглощение и нагрев вещества.

В области жесткого ультрафиолета с длиной волны менее 0.2 мкм коэффициент поглощения достигает величины, достаточной для того, чтобы все излучение поглотилось в защитном слое ФБ. Таким образом, от длины волны излучения зависит величина поглощения в фотослое. В случае малой величины поглощения излучение может проникать на всю глубину фотослоя вплоть до основы. При этом будет происходить объемный прогрев всей толщи фотоматериала с выделением поглощенного тепла внутри него. При достаточно большом коэффициенте поглощения в желатине большая часть энергии лазерного импульса может поглотиться в защитном слое и даже не дойти до светочувствительного материала. К параметрам регистрируемого излучения относятся: длина волны, длительность импульса, плотность мощности и энергия в импульсе, а также размер облучаемой области. Все перечисленные параметры являются определяющими для характера процессов воздействия исследуемого излучения на ФБ, и их влияние рассматривается более детально.

Длительность импульсов рассеянного излучения, падающего на ФБ, наряду с плотностью энергии, оказывает наиболее сильное влияние на процессы воздействия. При большой длительности падающего излучения нагрев поверхностного слоя сопровождается распространением тепла в толщу мишени, что приводит к снижению предельной температуры нагрева в области поглощения из-

лучения. Скорость распространения тепла в среде определяется температуропроводностью материала χ , так что глубина h прогрева фотослоя определяется выражением: $2(\chi\tau)^{1/2} = 2(\lambda_m\tau/(\rho C_p))$, где τ — длительность излучения; λ_m , ρ , C_p — соответственно коэффициент теплопроводности, плотность и теплоемкость желатина.

При длительности импульсов излучения меньше 1 нс их энергия расходуется на нагрев тонкого слоя поверхности, толщина которого определяется коэффициентом поглощения лазерного излучения в материале фотослоя до температуры его кипения, и на абляцию материала. Глубина прогрева фотослоя для желатина (основные параметры для желатина приведены ниже) равна 37 нм, что указывает на низкие потери энергии за счет теплопроводности. Масса вещества m , которая может быть испарена (без учета абляции) с единицы площади в 1 см² импульсом излучения с энергией $E_{\text{имп}}$, определяется уравнением:

$$m = \frac{E_{\text{имп}}}{C_p (T_{\text{кип}} - T_0) + \lambda_{\text{исп}}},$$

где $\lambda_{\text{исп}}$, Дж/г — удельная теплота испарения.

При небольшой массовой концентрации частиц серебра в используемой ФБ энергия, требуемая для абляции материала, определяется параметрами светочувствительного слоя. При воздействии световым излучением на засвеченную и проявленную ФБ с большей концентрацией серебра необходимо учитывать энергию, идущую на его испарение. Теплопроводность желатина составляет примерно $2 \cdot 10^{-3}$ Дж/(см · с · К), теплоемкость — 0.6 Дж/(г · К), удельная теплота испарения $\text{C}_6\text{H}_7\text{O}_2$ — 14 Дж/г, плотность — 0.9 г/см³. Для ФБ толщина испаренного материала составляет примерно 0.5 мкм при плотности энергии излучения 0.1 Дж/см². Для указанной плотности энергии толщина выжигаемого слоя фотоматериалов соответствует толщине защитного слоя ФБ большинства типов. Пороговое значение появления видимой картины ожога для ФБ “Унибром” составляет 0.05 Дж/см². С повышением плотности энергии излучения количество испаренного вещества увеличивается вплоть до полного исчезновения защитного слоя, что происходит при плотности потока свыше 2 Дж/см².

С дальнейшим ростом плотности энергии падающего излучения образуется плазменный факел. Однако хорошо известно, что с увеличением плотности электронов в образующейся плазме до критической величины происходит полное отражение падающего излучения и плазма становится непрозрачной. Это означает, что процесс абля-

ции фотоматериала прекращается после достижения критической плотности электронов, после чего произойдет насыщение испарительного процесса. Поскольку критическая плотность $n_{\text{кр}}$ связана с частотой излучения ω_0 формулой $n_{\text{кр}} \propto \omega_0^2$ и, например, для длины волны 1.06 мкм $n_{\text{кр}} = 10^{21}$ см⁻³, с повышением частоты падающего излучения порог насыщения испарительного процесса будет увеличиваться. Это означает, что верхний предел регистрации плотности энергии рассеянного излучения будет повышаться с ростом частоты этого излучения и с увеличением длительности воздействия.

Проведенные оценки показывают возможность использования засвеченной и проявленной ФБ для количественной регистрации рассеянного в лазерной плазме излучения. В случае применения достаточно больших листов ФБ типа “Унибром”, расположенных вокруг мишени на расстоянии 10–20 см от нее, можно получить пространственную картину рассеяния в широком диапазоне углов при лазерной энергии около 200 Дж и коэффициенте рассеяния свыше 10%.

Для регистрации картины рассеяния большое значение имеет пространственное разрешение приемного устройства. Разрешающая способность фотоматериалов определяется их дискретной структурой, обусловленной наличием эмульсионных микрокристаллов желатина и бромистого серебра [5]. Структурные свойства фотоматериалов определяются зернистостью и гранулярностью, которые изменяются после засветки и воздействия проявителя. Большинство используемых фотоматериалов имеет разрешающую способность в пределах от 25 до 100 линий/мм. Однако эти значения относятся к получению фотографического изображения, и на данный момент отсутствуют данные по разрешающей способности теплового изображения, поскольку в случае импульсного воздействия на фотографический слой минимальные размеры получаемого изображения будут определяться протяженностью распространения тепла. При этом чем короче импульсное воздействие на фотослой, тем выше его разрешающая способность. Возможно, что в пределе, при длительности импульсов несколько пикосекунд, применение ФБ или фотопленок позволит получить картину рассеяния излучения с пространственным разрешением, определяемым размером частиц серебра.

Проведенные оценки показывают наличие определенной зависимости толщины испаренного фотографического слоя от плотности излучения. С увеличением величины абляции фотослоя

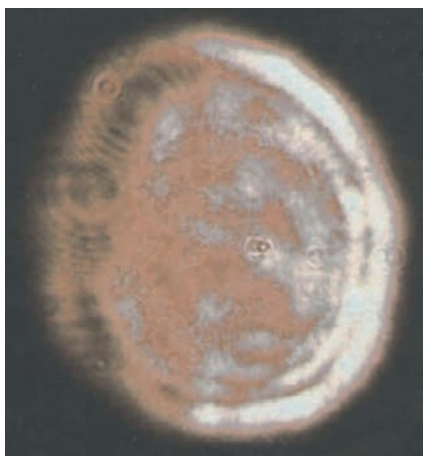


Рис. 2. Изображение ожога на фотобумаге.

происходит выгорание желатина, при этом повышается концентрация серебра, что приводит к увеличению яркости получаемых ожогов, т.е. к повышению величины альбеда ФБ. Наличие количественной связи альбеда ФБ с плотностью падающей на нее энергии излучения позволяет использовать ФБ в качестве инструмента для измерения этой энергии. Экспериментальные исследования показали возможность измерения относительной величины яркости получаемых ожогов с помощью сканера, что позволяет осуществить калибровку чувствительности ФБ к действию лазерного излучения.

МЕТОД ОБРАБОТКИ ПОЛУЧЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОЖОГОВ НА ФОТОБУМАГЕ

В качестве количественного определения яркости ожогов на ФБ, позволяющей определить величину рассеянной энергии, предложен способ оцифровки изображения с помощью однопроходного планшетного сканера Samsung SCX-4100. Качество сканируемого изображения определяется пространственным разрешением прибора, которое составляло 1200 ppi. Результат сканирования представлен на рис. 2.

Полученное в результате сканирования изображение обрабатывалось расчетной программой и преобразовывалось в матрицу, где каждый ее элемент соответствовал яркости пикселя (рис. 3). Далее по полученной матрице строились графики зависимости яркости изображения от координаты (рис. 4). Для определения средней яркости изображения на ФБ использовались гистограммы, характеризующие количество пикселей в данном изображении, имеющих одинаковую яркость.

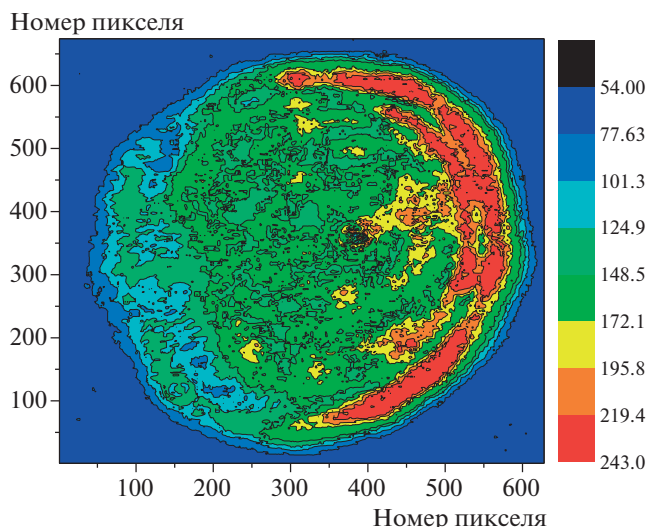


Рис. 3. Оцифрованное двумерное изображение ожога.

С использованием метода сканирования и оцифровки изображения ожогов возможно количественно калибровать чувствительность ФБ.

КАЛИБРОВКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ФОТОБУМАГИ

Наряду с диаграммой направленности, значительный интерес представляет информация о величине рассеянной из плазмы энергии. В результате воздействия излучения на ФБ на ней образуется ожог, который визуально существенно отличается от остальной поверхности фотослоя. По размерам и цвету этого ожога можно качественно определить величину рассеянной энергии. Для более точного определения величины рассеянной энергии необходимо осуществить калибровку чувствительности ФБ и определить количественную связь световых параметров ожога с величиной плотности энергии падающего излучения.

Для калибровки чувствительности методики проведено две серии экспериментов. Использовалось излучение второй гармоники неодимового лазера со средней энергией в импульсе 230 мДж и при его длительности 2 пс. Также использовались делительная пластина для измерения с помощью калориметра энергии в импульсе и набор линз как с положительной, так и с отрицательной кривизной поверхности для варьирования интенсивности излучения на ФБ (за счет изменения диаметра пучка относительно исходного размера).

На рис. 5 представлена картина ожогов на ФБ при различной плотности энергии излучения. Ожоги № 1–5 соответствуют низкой интенсивности лазерного излучения (квадратные точки на

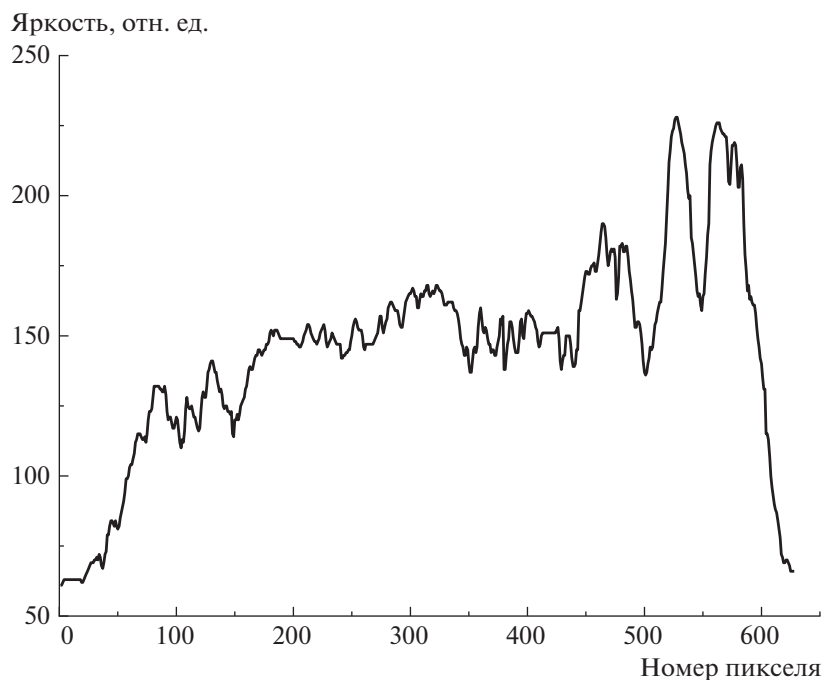


Рис. 4. График распределения интенсивности вдоль центральной линии ожога.

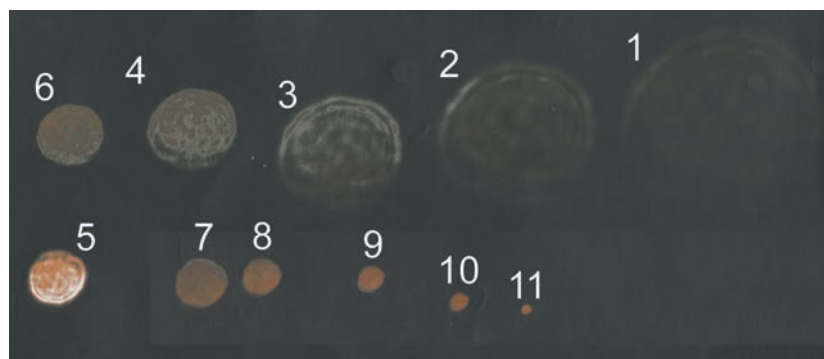


Рис. 5. Картина ожогов на ФБ при различной плотности энергии излучения: № 1–5 — при низкой интенсивности лазерного излучения; № 6–11 — при высокой интенсивности.

рис. 6), ожоги № 6–11 — высокой интенсивности (круглые точки на рис. 6).

Погрешность калибровки чувствительности методики определяется точностью измерения величины падающей энергии, неравномерностью распределения интенсивности по сечению пучка и вариацией параметров ФБ, так как с параметрами (толщиной слоев и однородностью распределения концентрации серебра) связана величина альbedo. Проведенные экспериментальные исследования показали, что указанные факторы приводят к погрешности измерения примерно 20%.

Согласно результатам, представленным в табл. 1 и на рис. 6, с увеличением плотности лазерной

энергии свыше 120–150 мДж/см² при длительности импульса 25 пс яркость ожога не увеличивается. Это обусловлено отражением излучения из плазмы с критической плотностью.

С целью увеличения плотности энергии воздействия лазерного излучения при сохранении заданной длительности импульсов было решено увеличить время воздействия на ФБ за счет увеличения количества импульсов при интенсивности лазерного излучения ниже порога образования плазмы с критической плотностью. Это дало возможность провести калибровку методики в отсутствие экранирующего эффекта плазмы. На рис. 7 приведены изображения ожогов, полу-

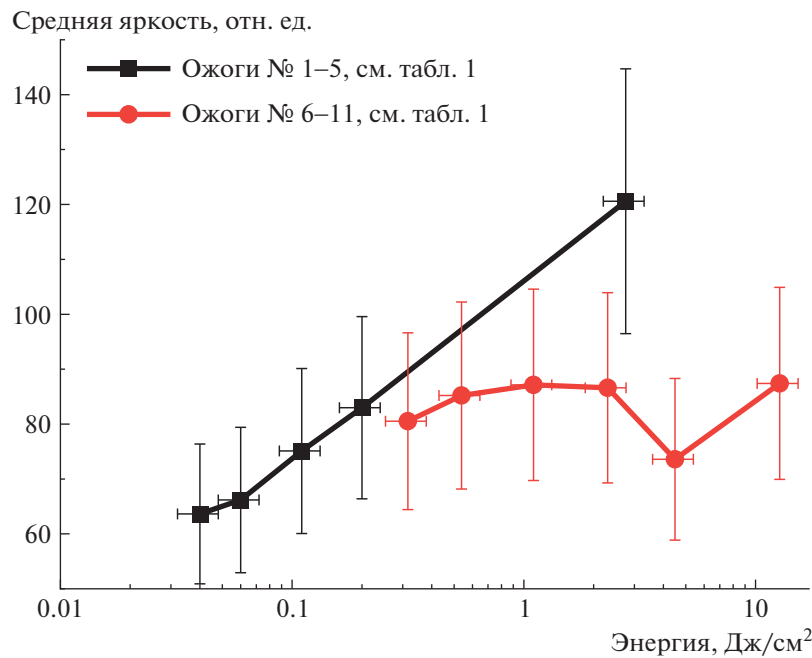


Рис. 6. График зависимости яркости ожога на ФБ от плотности энергии лазерного излучения. Данные взяты из табл. 1.

ченных при воздействии последовательности импульсов в режиме накопления.

В табл. 2 приведены результаты калибровки ФБ в режиме накопления импульсов.

На рис. 8 приведен график зависимости яркости ожога от интенсивности греющего излучения.

Как видно из приведенного на рис. 8 графика, яркость изображения в условиях многократного воздействия коротких импульсов линейно зависит от плотности лазерной энергии в диапазоне от 0.05 до 1.2 Дж/см², а при большей плотности излучения наблюдается насыщение, обусловленное

Таблица 1. Данные, полученные в результате обработки ожогов на ФБ

Номер ожога	Энергия импульса, мДж	Площадь ожога, см ²	Плотность энергии, мДж/см ²	Среднее значение яркости, отн. ед.
1	201	5.0	40.2	63.4
2	227	3.9	58.2	65.5
3	230	2.0	114.4	74
4	221	1.1	200.9	81.4
5	275 · 5	0.50	2750	121
6	230	0.73	316	79
7	207	0.38	538	82
8	218	0.2	1100	84.5
9	221	0.09	2500	84.1
10	218	0.05	4490	72.3
11	230	0.02	12700	84.7

Примечания. Ожог № 5 получен методом последовательного воздействия пяти лазерных импульсов с пониженной интенсивностью и увеличенной примерно до 200 пс длительностью (в таблице указана суммарная энергия по пяти импульсам). Среднее значение яркости в каждом пятне определялось усреднением значений яркости в относительных единицах с использованием программы обработки оцифрованного изображения.

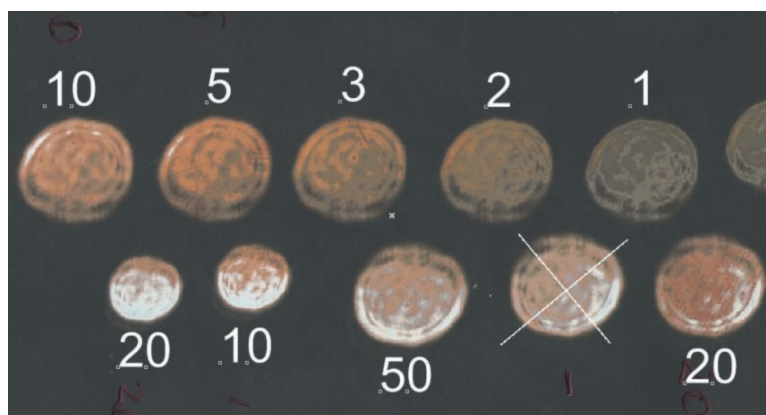


Рис. 7. Изображения ожогов, полученных при воздействии последовательности импульсов в режиме накопления. Цифры на рисунке — количество воздействующих импульсов; перечеркнутый ожог не был обработан.

выжиганием фоточувствительного слоя, вплоть до бумажной основы. При этом величина альбедо ФБ соответствует отражательной способности белой бумаги. Наблюдаемый рост яркости с увеличением плотности энергии свыше 1.5 Дж/см^2 объясняется расширением области полного выжигания фотослоя из-за неравномерности распределения энергии по сечению пучка.

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают, что в случае регистрации излучения с длительностью импульса более 1 нс область линейности регистрации энергии излучения при использовании ФБ ограничена диапазоном от 0.1 до 1.2 Дж/см^2 .

В случае регистрации коротких импульсов, длительность которых существенно меньше времени распространения тепла в фотослое, верхний предел регистрации энергии излучения будет ограничен образованием плазмы, которая отражает падающее излучение при плотности выше критической. Из результатов калибровки с использованием лазерных импульсов длительностью 25 пс определена пороговая величина плотности мощности лазерного излучения с длиной волны 0.53 мкм , свыше которой происходит отражение излучения от плазмы. Для используемой ФБ пороговая величина плотности мощности составляет $5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$. При этом динамический диапазон регистрации существенно снижен и со-

Таблица 2. Результаты калибровки ФБ в режиме накопления импульсов

Номер ожога	Энергия импульсов, Дж	Количество импульсов	Площадь ожога, см^2	Плотность энергии, Дж/см^2	Среднее значение яркости, отн. ед.
1	0.233	1	1.32	0.176	86
2	0.437	2	1.33	0.329	92
3	0.681	3	1.32	0.514	97
4	1.179	5	1.33	0.889	102
5	2.214	10	1.33	1.669	108
6	4.255	20	1.33	3.207	112
7	10.206	50	1.33	7.693	122.5
8	1.782	10	0.44	4.037	134
9	3.45	20	0.44	7.813	144

Примечание. Для ожогов № 8, № 9 с целью увеличения плотности мощности при ограниченном количестве импульсов была уменьшена площадь фокального пятна, что привело к изменению условий воздействия излучения на ФБ.

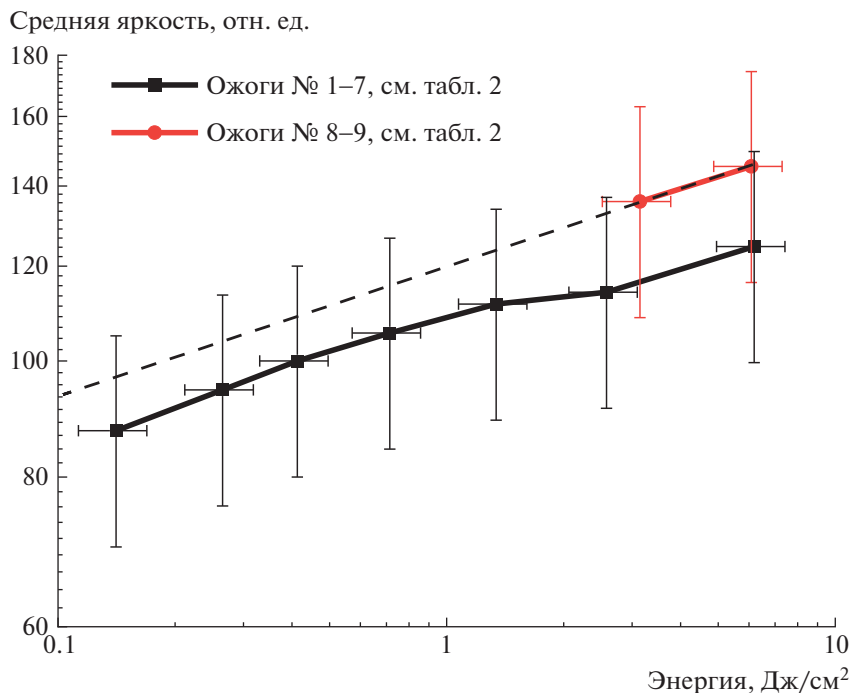


Рис. 8. График зависимости яркости ожога от плотности энергии лазерного излучения. Данные взяты из табл. 2.

ставляет ~ 3 , в то время как для длинных импульсов динамический диапазон равен 12.

Для экспериментальной проверки метода были использованы изображения ожогов, полученных в результате воздействия на ФБ световым излучением с известной энергией в опытах на установке “Ис-

кра-5”. Полученные с помощью описанного метода результаты измерений плотности энергии лазерного излучения на заданном расстоянии от мишени сравнивались с плотностью рассеянной от мишени энергии, измеренной с помощью калориметра. Для этого на расстоянии 75 см от мишени устанавливался калориметр, перед входом которого размещалась ФБ с отверстием в ней диаметром 22 мм. Проведенные эксперименты с использованием фотодиссоционного лазера показали удовлетворительное согласие (около 20%) показаний калориметра с результатами измерений с помощью ФБ.

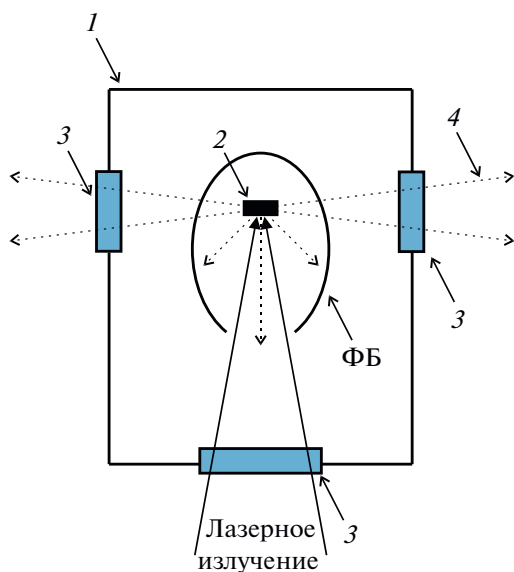


Рис. 9. Схема расположения ФБ в камере взаимодействия. 1 — камера взаимодействия; 2 — мишень; 3 — окна ввода и вывода излучения; 4 — рассеянное излучение от плазмы.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДИКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ И ВЕЛИЧИНЫ РАССЕЯННОЙ ЭНЕРГИИ НА УСТАНОВКЕ “ИСКРА-5”

Обоснованность применения методики проверялась в экспериментах по воздействию лазерного излучения с длиной волны 1.315 мкм на мишени из германия или цинка на одном из каналов установки “Искра-5” [8–10]. Для регистрации рассеянного из плазмы излучения использовалась ФБ марки “Унибром”, которая размещалась вокруг мишени на расстоянии от 10 до 20 см (рис. 9).

В экспериментах, проводимых на установке “Искра-5”, длина волны лазерного излучения со-

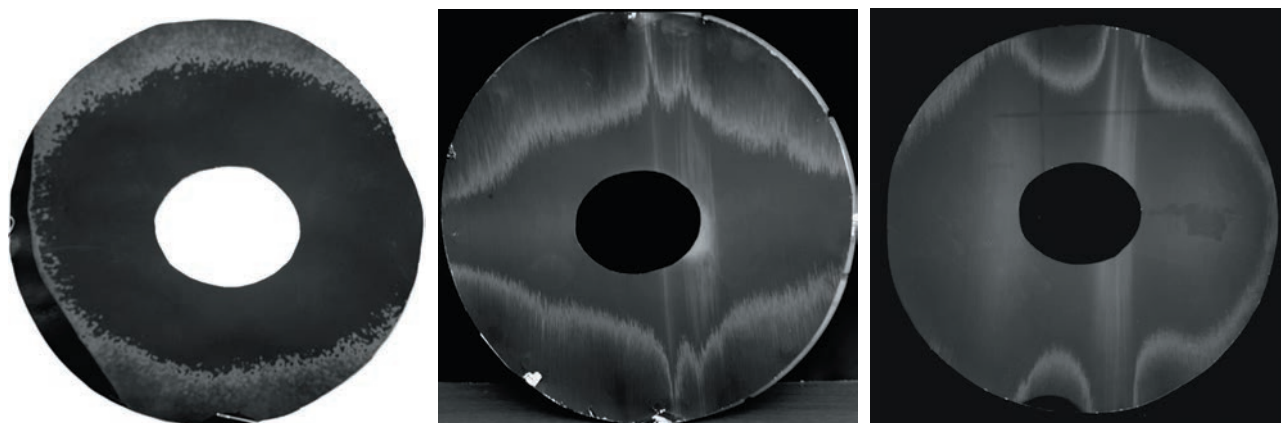


Рис. 10. Характер картины рассеяния назад при различной интенсивности излучения на мишени.



Рис. 11. Круговая картина рассеяния излучения.

ставляла 1.315 мкм. При воздействии на мишень излучения с такой длиной волны спектр рассеянного излучения вплоть до 4-й гармоники не попадал в область сильного поглощения в поверхностном слое фотоматериала. Это позволило использовать результаты калибровки для регистрации рассеянной энергии во всем ожидаемом спектральном диапазоне.

В случаях фокусировки лазерного излучения на мишень в виде строчки длиной около 14 мм и шириной 0.3 мм для измерения диаграммы направленности рассеянного излучения использовалась ФБ в виде полоски шириной 70 мм, охватывающей мишень по эллиптической поверхности, расположенной внутри камеры взаимодействия 1 в горизонтальной плоскости (см. рис. 9). Для ввода и вывода излучения через окна 3 камеры взаимодействия в ФБ выполнены отверстия, которые можно видеть на рис. 10, 11.

Результаты проведенных на установке “Искра-5” экспериментов показали, что диаграмма направленности рассеянного излучения сильно зависит от интенсивности лазерного излучения, падающего на мишень, от размеров фокального пятна и от угла падения. При этом характер кар-

тины рассеяния в различных направлениях имеет ряд отличительных особенностей (см. рис. 10, 11).

Представленные на рис. 10, 11 характерные картины рассеяния назад и в боковые направления показывают, во-первых, что направленность рассеянного из лазерной плазмы излучения зависит от условий воздействия лазерного излучения на мишень, а во-вторых, что картины рассеяния очень далеки от распределения по закону Ламберта. Полученные интегральные значения потерь на рассеяние излучения в телесном угле 4π составляют примерно 55% от падающей энергии лазерного импульса с интенсивностью свыше $2 \cdot 10^{13}$ Вт/см² и длиной волны 1.315 мкм. Измеренная с помощью ФБ интегральная величина потерь лазерной энергии на рассеяние хорошо согласуется с результатами работ [2, 11, 12].

С использованием представленной выше методики были проведены измерения диаграммы направленности рассеянного излучения из плазмы при фокусировке на мишень лазерного импульса длительностью около 0.3 нс и с энергией примерно 200 Дж в горизонтальную строчку длиной 14 мм и шириной 0.25 мм. В эксперименте основному импульсу предшествовал предимпульс с

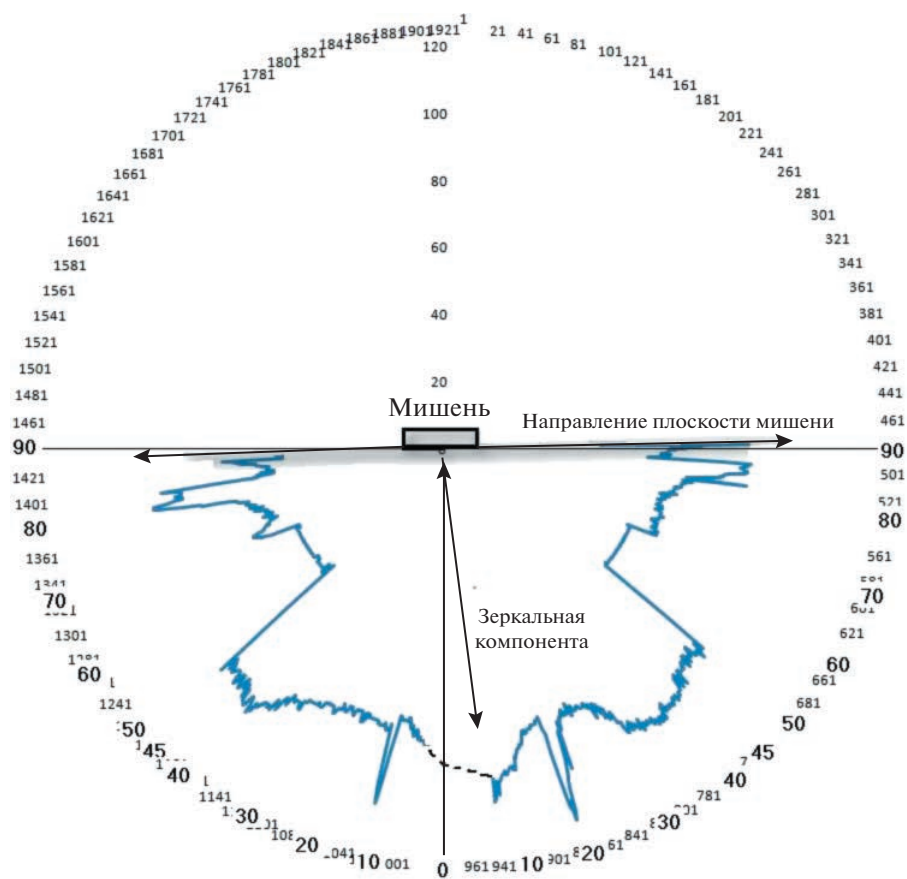


Рис. 12. Вид диаграммы направленности рассеянного излучения, полученной в результате сканирования ожогов на фотобумаге.

энергией, составляющей $\sim 8\%$ от лазерной энергии, опережающий основной импульс на 2.1 нс. На рис. 12 приведена круговая диаграмма направленности рассеянного излучения в горизонтальной плоскости, полученная путем сканирования ожогов на ФБ, перекрывающей телесный угол $\sim 4\pi$, за исключением отверстия ввода лазерного излучения. Полученная диаграмма направленности повернута против часовой стрелки из-за наклона мишени на 7° в горизонтальной плоскости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования и результаты апробации методики показали возможность регистрации направленности рассеянного из лазерной плазмы излучения с высоким (до 100 линий/мм) пространственным разрешением, а также измерения величины рассеянной в полном телесном угле энергии с использованием проявленной ФБ. Порог образования хорошо видимой картины ожога для ФБ типа “Унибром” составил 0.1 Дж/см^2 .

При этом динамический диапазон регистрации ФБ зависит от длительности импульсов регистрируемого излучения. При регистрации импульсов длительностью 25 пс динамический диапазон равен 3, а при длительности свыше 1 нс — повышается до 12.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Косарев Н.И. // УФН. 2006. Т. 176. № 12. С. 1267. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0176.200612b.1267>
2. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазерная плазма. Физика и применения. М.: МИФИ, 2003.
3. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизов Г.В., Шиканов А.С. Диагностика плотной плазмы. М.: Наука, 1989.
4. Протасов Ю.Ю., Щепанюк Т.С., Христофоров В.В. // Вестник МГТУ. Серия “Машиностроение”. 2002. № 4. С. 99.
5. Журба Ю.И. Краткий справочник по фотографическим процессам и материалам М.: Искусство, 1988. С. 53.

6. Даниелян Г.Л., Осипов М.В., Пузырев В.Н., Саакян А.Т., Стародуб А.Н., Федотов С.И., Фроня А.А. Препринт № 25. М.: ФИАН, 2007.
7. Андреев А.А., Мак А.А., Серебряков В.А., Соловьев Н.А. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 7. С. 1324.
8. Бессараб А.В., Долголева Г.В., Зарецкий А.И., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Муругов В.М., Насыров Г.Ф., Рогачев В.Г., Романов Ю.А., Сеник А.В., Сухарев С.А. // Докл. АН СССР. 1985. Т. 282. № 4. С. 857.
9. Bessarab A.V., Gaidash V.A., Dolgoleva G.V., Zhidkov N.V., Izgorodin V.M., Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Kunin A.V., Litvin D.N., Murugov V.M., Nasyrov G.F., Punin V.T., Rogachev V.G., Senik A.V., Suslov N.A. etc. // JETP. 1992. Т. 102. Р. 970.
10. Гаранин С.Г., Душина Л.А., Елин И.П., Жидков Н.В., Изгородин В.М., Калмыков Н.А., Коваленко В.П., Кравченко А.Г., Литвин Д.Н., Петров С.И., Поздняков Е.В., Рогачев В.Г., Стародубцев К.В., Суслов Н.А., Тачаев Г.В. и др. // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. Вып. 4. С. 759. <https://doi.org/10.1134/S0044451019040199>
11. Sigel R. // Journal de physique. 1977. V. 38 Р. С6. <https://doi.org/10/1051/jphyscol:1977605>
12. Лавров Л.М., Андреев А.А., Бессараб А.В., Марцовенко Д.И., Старилов Ф.А. // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. III. № 2. С. 216.

КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРНЫХ ПЛЕНОК IMAGING PLATES ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

© 2023 г. А. О. Хурчиев^{а,*}, В. А. Панюшкин^а, А. В. Скобляков^а, А. В. Канцырев^{а,**},
А. А. Голубев^а, Р. О. Гаврилин^а, А. В. Богданов^а, Е. М. Ладыгина^а, С. А. Высоцкий^а

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*e-mail: ayuxa@inbox.ru

**e-mail: kantsyrev@itep.ru

Поступила в редакцию 12.01.2023 г.

После доработки 12.01.2023 г.

Принята к публикации 03.03.2023 г.

Информация об эмитируемых заряженных частицах плазмой сильноточных разрядов представляет интерес как с точки зрения понимания фундаментальных процессов, происходящих в импульсной плазме, так и для прикладных задач. Компактные магнитные спектрометры на основе постоянных магнитов позволяют проводить измерения потока заряженных частиц от плазмы в условиях сильных электромагнитных наводок. Пленочные детекторы Imaging Plate (IP) являются одними из наиболее часто используемых типов детекторов для регистрации заряженных частиц в лазерно-плазменных и электроразрядных экспериментах. В данной работе представлены результаты калибровки пленки IP BAS-MS при регистрации электронов и пленки IP BAS-TR при регистрации ионов гелия и вольфрама. Получены калибровочные зависимости чувствительности пленки BAS-MS для электронов в диапазоне энергий 0.65–50 МэВ и чувствительности пленки BAS-TR для ионов вольфрама в диапазоне энергий от 20 эВ до 650 кэВ с учетом углов падения частиц на детектор.

DOI: 10.31857/S0032816223050294, EDN: LGGDJN

ВВЕДЕНИЕ

Информация о корпускулярных потоках, эмитируемых сильноточными разрядами, представляет интерес как с точки зрения исследования процессов, происходящих в плазме Z-пинча, так и для прикладных задач. По энергетическому спектру заряженных частиц можно судить о механизмах ускорения плазмы (ионов и электронов), а по зарядовому составу ионов — о температуре плазмы. Компактные магнитные спектрометры на основе постоянных магнитов позволяют проводить измерения энергетического спектра заряженных частиц от плазмы Z-пинча, обеспечивая стабильную работу в условиях сильных электромагнитных наводок, возникающих в сильноточных мегаамперных электрофизических установках. Для регистрации и количественного измерения спектра заряженных частиц плазмы важны выбор типа детектора и его калибровка. На сегодняшний день существует много типов детекторов для регистрации высокоэнергетичных электронов и ионов, таких как сцинтилляторы, радиоохромные пленки (RCF), пленочные детекторы Imaging Plates (IP) и др. Несмотря на то что пленочные детекторы позволяют получить только интегральную по

времени информацию о детектируемых частицах, они обладают рядом преимуществ: невосприимчивостью к электромагнитным импульсам, высоким динамическим диапазоном (10^5 – 10^6), высоким пространственным разрешением (вплоть до десятков микрон). Важным преимуществом применения пленочных детекторов Imaging Plates является то, что их можно использовать многократно, применяя для промежуточной очистки источник белого света. Наибольшее распространение получили детекторные пленки Imaging Plates на основе фотостимулируемого люминофора (BaFBr:Eu²⁺) [1, 2] производства FujiFilm Biological Analysis System (BAS): BAS-MS, BAS-TR, BAS-SR. Для считывания данных с пленок Imaging Plates используются сканеры на основе источников лазерного излучения.

В течение последнего десятилетия было опубликовано достаточно много работ по калибровке IP. Одна из первых работ по измерению чувствительности детекторных пленок BAS-SR была проведена в 2005 году [3] для электронов с энергиями 11.5, 30 и 100 МэВ. В 2015 году были измерены чувствительности пленок BAS-MS, BAS-TR, BAS-SR, BAS-MP, BAS-ND для электронов с

энергиями 5–18 МэВ [4]. В 2017 году вышла публикация [5], посвященная калибровке пленок BAS-SR и BAS-MS для электронов в диапазоне энергий от 150 кэВ до 1.75 МэВ. С помощью радиоактивных источников излучения в работе [6] была проведена калибровка IP BAS-MS, BAS-TR и BAS-SR для электронов, фотонов и α -частиц. Часть работ была посвящена калибровке чувствительности детекторных пленок для ионов различных типов: так в работе [7] была измерена чувствительность детекторных пленок BAS-MS, BAS-SR, BAS-TR для моноэнергетичных протонов в диапазоне энергий от 600 кэВ до 3.2 МэВ, в работе [8] — пленки BAS-TR для протонов, дейтронов и α -частиц в диапазоне энергий от 0.6 до 5.4 МэВ. Для ионов углерода с зарядами от +3 до +6 и диапазона энергий от 3 до 300 МэВ в работе [9] была проведена калибровка IP BAS-TR. Было показано, что чувствительность пленки не зависит от заряда иона. Работа [10] расширила энергетический диапазон для протонов (<0.2 МэВ) и ионов углерода (<1 МэВ). Калибровка более тяжелых ионов ($6 < Z < 54$) была проведена в работах [11–13]. Однако экспериментальные результаты, полученные различными исследовательскими группами, не всегда коррелировали между собой, и в работе [14] было показано, что чувствительность пленки зависит также от типа сканера, поэтому необходима калибровка чувствительности пленки для конкретного лазерного сканера. Во всех вышеприведенных работах были использованы промышленные сканеры фирмы FujiFilm серий FLA и BAS с большим полем сканирования вплоть до формата A3. Недостатками таких сканеров являются высокая стоимость, большие габариты и масса. При измерении спектров заряженных частиц от импульсной плазмы с помощью компактных магнитных спектрометров не требуется большого поля сканирования IP, в таком случае могут использоваться медицинские лазерные сканеры, имеющие меньшую стоимость и малые габариты [15].

В данной работе представлены результаты абсолютной калибровки детекторных пленок BAS-MS и BAS-TR, используемых в составе компактного магнитного спектрометра при регистрации потока электронов и ионов от плазмы Z-пинча. Измерения проводились при использовании медицинского сканера Durr Dental Mini View.

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ

В экспериментах на установке “Ангара 5-1” для измерения потока заряженных частиц от плазмы мегаамперного Z-пинча разработан компактный магнитный спектрометр на постоянных магнитах, рассчитанный на измерение электронов в диапазоне энергий от 0.65 до 50 МэВ и

ионов с отношением импульса к заряду p/Z от 6 до 52 МэВ/с. Схема магнитного спектрометра показана на рис. 1. Регистрация заряженных частиц осуществлялась с помощью пленок BAS-MS для электронов и BAS-TR для ионов, размещаемых на торцевых поверхностях внутри прибора. Размер детекторных пленок 20×100 мм. В данной работе приведены характеристики спектрометра для входной щели с зазором 100 мкм, щель изготовлена из вольфрама толщиной 3 мм.

Расчет дисперсионных кривых магнитного спектрометра выполнен методом конечных элементов с учетом измеренного распределения магнитного поля при моделировании прохождения ионов и электронов в спектрометре. Измерение напряженности магнитного поля в рабочей области спектрометра выполнялось с помощью датчика Холла ПХЭ 602817Б со стабилизацией тока и высокоточного прибора для измерения напряжения Keysight DAQ970A (динамический диапазон 22 бит, разрешающая способность 100 нВ) с коммутирующей платой DAQM901. Среднее значение дипольной компоненты магнитного поля составляет 0.55 ± 0.05 Тл (рис. 2).

Результирующая дисперсионная кривая для электронов и ионов показана на рис. 3. Энергетическое разрешение спектрометра не хуже 0.8%.

ПЛЕНОЧНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ IMAGING PLATES BAS-TR И BAS-MS

Пленочные детекторы Imaging Plates состоят из чувствительного слоя $\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15}$ с легированными ионами Eu^{2+} , магнитного слоя для фиксации пленки, опорного слоя и защитного слоя для версии пленки BAS-MS (табл. 1).

Чувствительный слой пленки BAS-MS покрыт защитным полимером ($\text{C}_2\text{H}_2\text{O}$) толщиной 9 мкм. Пленка BAS-TR не имеет защитного слоя, что позволяет регистрировать ионы низких энергий. Для считывания данных с пленок Imaging Plates в данной работе использовался лазерный сканер VistaScan Mini View компании Durr Dental [16] (динамический диапазон ФЭУ 16 бит, пространственное разрешение 40 пар линий/мм (размер пикселя 12.5 мкм), мощность лазера 10 мВт, имеется встроенное устройство для очистки данных с пленок). При попадании заряженных частиц или излучения в чувствительный слой за счет ионизации образуются метастабильные состояния Eu^{3+} . При сканировании пленки происходит облучение люминофорного слоя фотонами с энергией 2 эВ (длина волны излучения ~635 нм), что приводит к перевозбуждению и рекомбинации ионов Eu^{3+} с эмиссией фотонов с энергией 3 эВ (длина волны излучения ~390 нм), известной в литературе как фотостимулированное излучение (Photo-stimulated luminescence, PSL) [1]. PSL пропорцио-

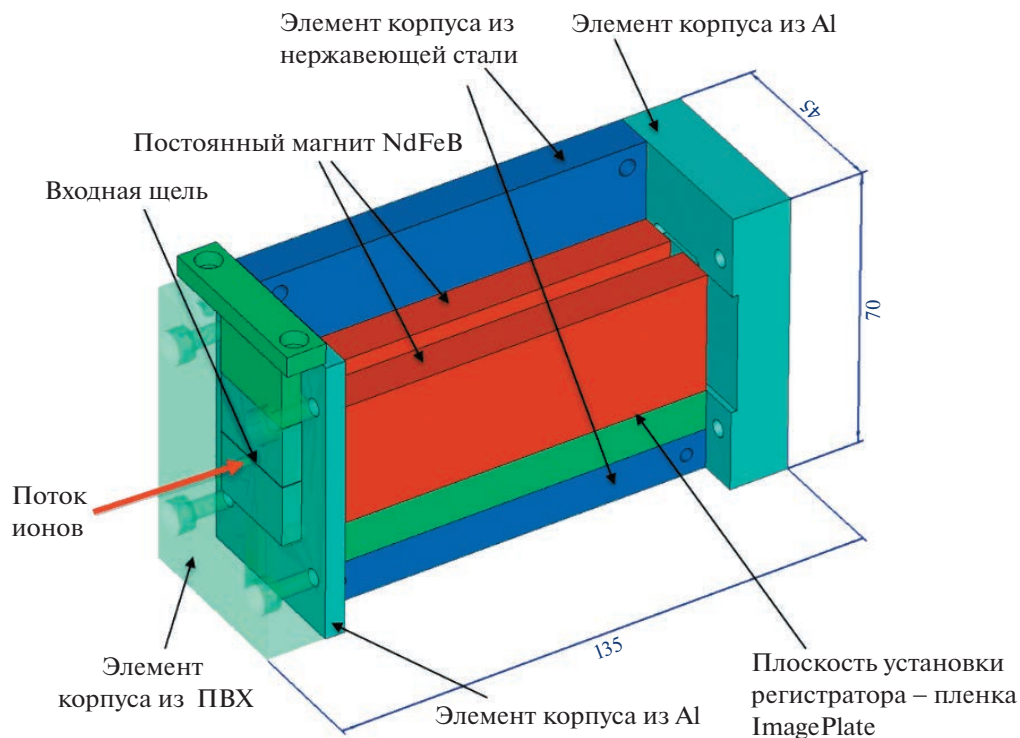


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра на постоянных магнитах.

нально поглощенной энергии частицы в люминофорном слое детектора. В сканере VistaScan Mini View излучение регистрируется с помощью ФЭУ, данные записываются в единицах GL (gray-level), линейно зависящих от PSL [15].

КАЛИБРОВКА ПЛЕНОЧНЫХ ДЕТЕКТОРОВ IMAGING PLATES С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Известно [4–13], что чувствительность пленок Imaging Plates BAS-MS и BAS-TR при регистрации заряженных частиц нелинейно зависит от энергии регистрируемой частицы, причем абсолютная калибровочная кривая зависит от типа используемого сканера. Кроме того, получаемые при сканировании пленок данные зависят от времени, прошедшего от облучения пленки до момента сканирования [4]. В случае регистрации интенсивных потоков заряженных частиц, когда уровень зарегистрированного сигнала находится в насыщении, имеется возможность многократно снимать данные при повторных сканированиях пленок [17]. В данной работе для калибровки детекторных пленок использовались радиоактивные источники: источник β -частиц (изотоп $^{90}\text{Sr}^{90}\text{Y}$) с максимумом энергии 2.28 МэВ и источник α -частиц (изотоп ^{239}Pu) с энергией 5.1 МэВ, а также источник γ -излучения с энергией фотонов 511 и 1274 кэВ. В процессе калибровки устанавли-

вались следующие внутренние настройки сканера: пространственное разрешение – 40 пар линий/мм, напряжение ФЭУ – 610 В.

Временная калибровка пленочных детекторов

Калибровка пленок с определением изменения данных, считываемых с пленок, в зависимости от времени, прошедшего между облучением и сканированием, для пленки BAS-MS выполнена

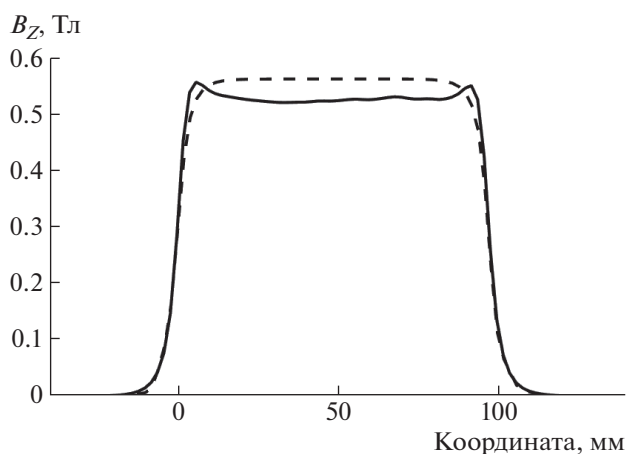


Рис. 2. Результаты измерения магнитного поля на оси спектрометра (сплошная кривая) в сравнении с расчетным распределением (штриховая кривая).

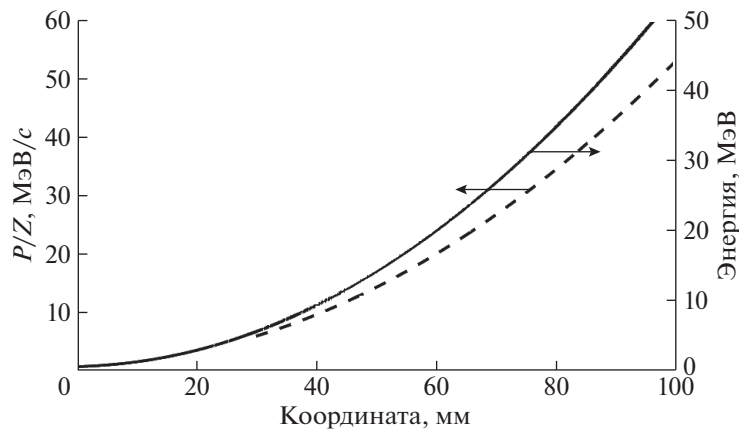


Рис. 3. Дисперсионные кривые магнитного спектрометра для ионов (штриховая кривая) и электронов (сплошная кривая) в зависимости от координаты на плоскости регистрации спектрометра.

с использованием радиоактивного источника излучения β -частиц (2СО, изотоп $^{90}\text{Sr}^{90}\text{Y}$, максимум энергии 2.28 МэВ) и источника γ -излучения (изотоп ^{22}Na , энергия γ -квантов 511 и 1274 кэВ). Аналогичная зависимость для пленки BAS-TR получена с использованием вышеупомянутых источников, а также радиоактивного источника α -частиц (тип 1П9, изотоп ^{239}Pu , энергия 5.1 МэВ). Облучение проводилось при времени экспозиции 5 мин. При облучении между радиоактивным источником и пленкой IP устанавливался свинцовый коллиматор толщиной 4 мм с отверстием диаметром 10 мм. Задержка между облучением и сканированием пленок варьировалась в диапазоне от нескольких

минут до нескольких часов. Результаты калибровки приведены на рис. 4 и 5.

С использованием экспериментальных данных калибровки построена аппроксимирующая функция [4] вида:

$$f(t) = A_1 \exp(-t/B_1) + A_2 \exp(-t/B_2), \tag{1}$$

где t , мин – время, прошедшее от облучения пленки до считывания в сканере; коэффициенты A_1, A_2, B_1, B_2 указаны в табл. 2 с погрешностями (стандартное отклонение).

Погрешность измерений при проведении эксперимента не превышала 10%.

Таблица 1. Состав слоев детекторных пленок BAS-MS и BAS-TR

Слой	Тип пленки	
	BAS-MS	BAS-TR
Защитный		
Состав	$\text{C}_2\text{H}_2\text{O}$	Без слоя
Плотность, г/см ³ (толщина, мкм)	1.66 (9)	—
Чувствительный		
Состав	$\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15} \cdot \text{Eu}^{2+}$	$\text{BaFBr}_{0.85}\text{I}_{0.15} \cdot \text{Eu}^{2+}$
Плотность, г/см ³ (толщина, мкм)	3.31 (115)	2.85 (50)
Опорный		
Состав	$\text{C}_2\text{H}_2\text{O}$	
Плотность, г/см ³ (толщина, мкм)	1.66 (190)	1.66 (250)
Магнитный		
Состав	$\text{ZnMn}_2\text{Fe}_5\text{NO}_{40}\text{H}_{15}\text{C}_{10}$	
Плотность, г/см ³ (толщина, мкм)	2.77 (160)	

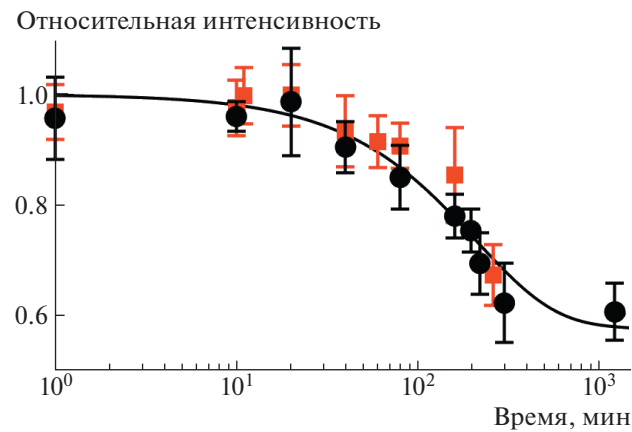


Рис. 4. Изменение сигнала с пленки BAS-MS в зависимости от времени, прошедшего с момента облучения до момента сканирования, при облучении β-частицами (кружки) и γ-квантами (квадраты). Сплошная кривая — аппроксимирующая зависимость.

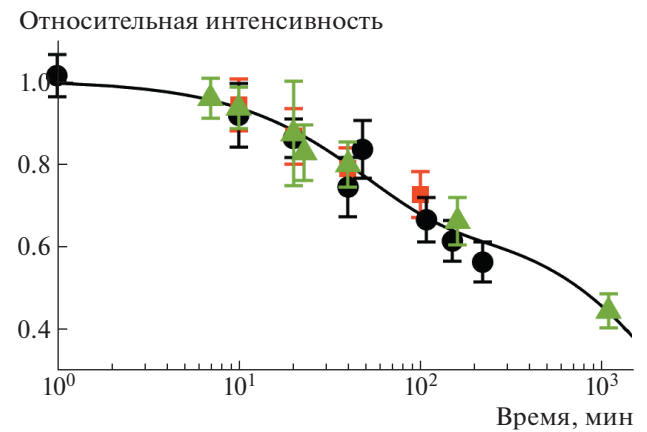


Рис. 5. Изменение сигнала с пленки BAS-TR в зависимости от времени, прошедшего с момента облучения до момента сканирования, при облучении α-частицами (треугольники), β-частицами (кружки) и γ-квантами (квадраты). Сплошная кривая — аппроксимирующая зависимость.

Из полученных данных следует, что калибровочные кривые (см. рис. 4, 5) не зависят от типа источников (γ, α или β), используемых при облучении пленок BAS-MS и BAS-TR.

Абсолютная калибровка детекторных пленок для электронов и ионов

Регистрируемый детекторными пленками сигнал GL зависит от поглощенной энергии заряженной частицы в чувствительном слое. В работе [6] была предложена экспоненциальная модель зависимости чувствительности пленок BAS-MS, BAS-TR и BAS-SR от поглощенной энергии dE_{dep} в расчете на одну частицу:

$$PSL(E) = \alpha \int_0^W \frac{dE_{\text{dep}}}{dz}(E, z) e^{-z/L} dz = \alpha dE_{\text{dep}}^{\text{eff}}, \quad (2)$$

где $\frac{dE_{\text{dep}}}{dz}$ — количество энергии, выделяемой падающими и всеми вторичными частицами в люминофорном слое между z и $z + dz$; W — толщина слоя люминофора; L — длина поглощения фотонов фотостимулированного излучения, образованных в процессе сканирования пленки.

Экспоненциальный множитель в формуле (2) учитывает ослабление потока фотонов на глубине z в люминофорном слое. Коэффициент α зависит от типа заряженной частицы, но не зависит от ее энергии. Таким образом, измерив отклик пленки для узкого диапазона энергий и зная потери энергии заряженной частицы, можно определить калибровочную кривую для широкого диапазона энергий.

В работе [18] была выведена эмпирическая формула для описания чувствительности пленки BAS-TR для ионов различных типов:

$$PSL(E) = A \int_0^W \frac{dE_{\text{dep}}/dz}{1 + B|dE_{\text{dep}}/dz|} e^{-z/L} dz, \quad (3)$$

где $A = 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ PSL/кэВ}$; $B = 15 \text{ мкм/МэВ}$.

Расчеты, проведенные с помощью данной формулы, показали хорошее согласие с существующими экспериментальными данными для легких ионов вплоть до углерода. Однако данная формула оказалась неприменима для описания чувствительности пленки при регистрации более тяжелых ионов.

Таблица 2. Коэффициенты для функции падения интенсивности сигнала в зависимости от времени, прошедшего от облучения до сканирования

Тип пленки	A_1	B_1 , мин	A_2	B_2 , мин
BAS-MS	0.41 ± 0.03	214 ± 34	0.58 ± 0.03	120 150
BAS-TR	0.36 ± 0.03	50 ± 10	0.65 ± 0.03	2846 ± 556

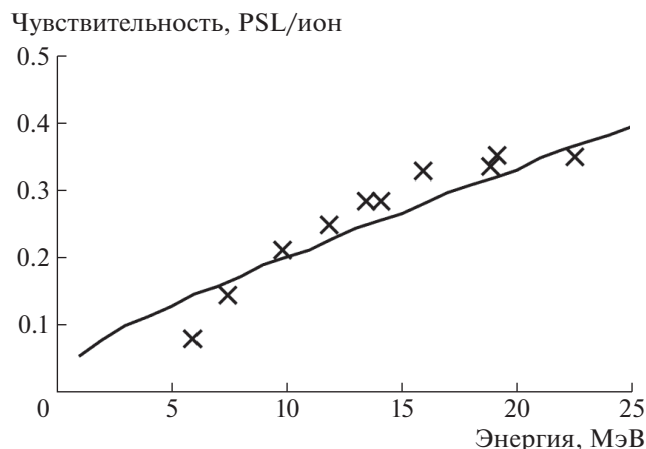


Рис. 6. Сравнение расчетных данных, полученных с помощью выражения (4) (сплошная кривая), и экспериментальных данных из работы [12] (крестики).

В работе [13] была проведена абсолютная калибровка детекторной пленки BAS-SR для ионов углерода, железа и ксенона. Для описания абсолютной чувствительности пленки было предложено модифицированное выражение:

$$PSL(E) = \int_0^w \frac{dE_{\text{dep}}}{dz} \left(\frac{Ae^{-z/L}}{1 + B|dE_{\text{dep}}/dz|} + C \right) dz, \quad (4)$$

где постоянная C не зависит от состава пленки и ее значение составляет 10^{-2} PSL/МэВ [13].

Проведенный в работе [13] расчет абсолютной чувствительности пленки BAS-SR показал хорошее согласие с экспериментальными данными, полученными для ионов серебра. Выражение (4) может быть использовано при расчете калибровочной зависимости пленок BAS-TR, BAS-MS, BAS-SR для широкого спектра ионов, включая тяжелые.

С использованием формулы (4) был также проведен расчет абсолютной чувствительности пленки BAS-TR для ионов титана, экспериментально измеренной в работе [12]. В данной работе с использованием масс-спектрометра Томсона и лазерно-индуцированной плазмы титана измерялась чувствительность пленки BAS-TR для ионов титана с зарядами от +10 до +12 в диапазоне энергий от 6 до 27 МэВ. Проведенное моделирование показало хорошее согласие (рис. 6) с экспериментальными данными, полученными в работе [12].

Поскольку, как уже упоминалось ранее, значения GL , получаемые при сканировании пленок с помощью медицинских сканеров, линейно зависят от PSL, выражения (2)–(4) применимы и для данных, записываемых в значениях GL . Таким образом, проведя абсолютную калибровку пленки BAS-TR в связке со сканером Durr Dental

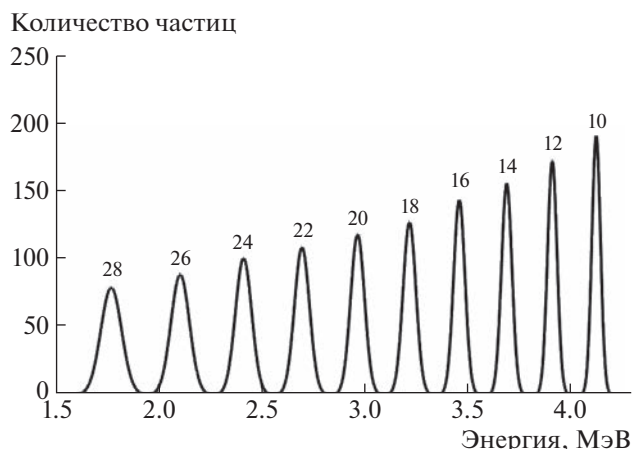


Рис. 7. Изменение спектра излучения источника α-частиц в зависимости от расстояния от источника (цифры у кривых, в миллиметрах), рассчитанное в программе SRIM2013.

MiniVista для легких ионов и вычислив коэффициенты A и C из формулы (4), можно рассчитать абсолютную чувствительность детекторной пленки для ионов различных типов.

В данной работе абсолютная калибровка чувствительности пленки BAS-TR при регистрации ионов в зависимости от энергии иона выполнялась с использованием радиоактивного источника α-частиц. Активность источника ^{239}Pu составляла $0.92 \cdot 10^5$ Бк (поток $4.15 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$), энергия α-частиц — 5.1 МэВ, площадь рабочей поверхности источника — 1 см^2 . Методика калибровки заключалась в измерении сигнала с пленки BAS-TR при различных расстояниях от источника излучения и одинаковом времени экспонирования. Изменение расстояния до источника позволяло проводить облучение пленки излучением с различным энергетическим спектром. При измерениях расстояние от источника варьировалось от 10 до 28 мм, что соответствовало изменению энергии α-частиц от 4.12 до 1.77 МэВ. На рис. 7 приведен результат расчета в программе SRIM2013 [19] изменения спектра излучения источника α-частиц в зависимости от расстояния до источника.

При облучении между радиоактивным источником и пленкой IP устанавливался коллиматор, изготовленный из гетинакса толщиной 1.2 мм с отверстием диаметром 9 мм. Пленка монтировалась на поверхности коллиматора, установленного на моторизованном вертикальном манипуляторе.

Облучение проводилось при времени экспозиции 5 мин, задержка от облучения до сканирования составляла 5 мин, что соответствовало падению сигнала около 3%. Для учета эффектов углового рассеяния, ведущего к уменьшению количества частиц, попадающих на детектор, было выполнено

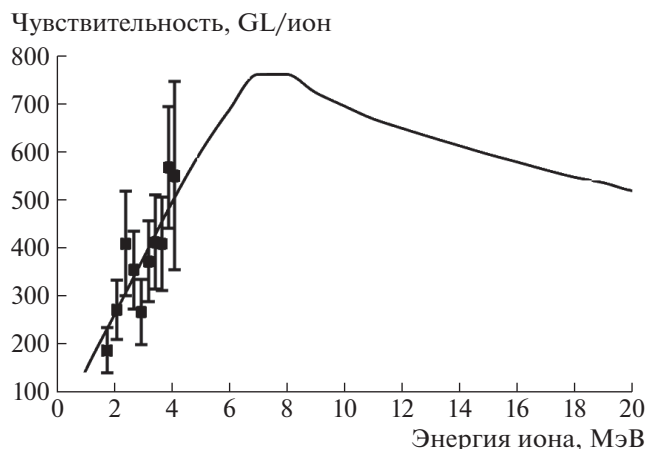


Рис. 8. Результаты абсолютной калибровки чувствительности детекторной пленки BAS-TR при облучении α -частицами. Квадраты — экспериментальные данные, сплошная кривая — рассчитанные значения.

моделирование методом Монте-Карло в среде Geant4 [20]. В процессе моделирования был использован стандартный физический пакет QGSP_BIC, в который включены электромагнитные и ядерные взаимодействия. Также был подключен низкоэнергетический физический пакет G4EmLivermorePhysics и процессы ядерного распада G4RadioactiveDecayPhysics.

Результаты калибровки пленки BAS-TR приведены на рис. 8. Полученные данные по чувствительности пленки BAS-TR позволили определить значение коэффициента A из формулы (4), которое составило 600 ± 180 GL/МэВ. С учетом полученного экспериментально значения A из формулы (4) было вычислено значение C , которое составило 25 ± 7.5 GL/МэВ.

Абсолютная калибровка чувствительности пленки BAS-MS для электронов выполнялась с использованием радиоактивного источника (изотоп $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$) излучения β -частиц (максимум энергии 2.28 МэВ). Активность источника составляла $1.22 \cdot 10^7$ Бк (поток $4.51 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$), площадь рабочей поверхности источника 4 см². Детекторная пленка размещалась на расстоянии 20 мм от источника, пучок электронов коллимировался диафрагмой диаметром 25 мм и толщиной 20 мм. Облучение проводилось за время экспозиции 5 мин, задержка от облучения до сканирования составляла 5 мин. Зарегистрированный суммарный по площади сигнал с пленки BAS-MS составил $(6.1 \pm 0.66) \cdot 10^{10}$ GL. С помощью среды моделирования Geant4 был рассчитан спектр и количество электронов, приходящих на пленку BAS-MS. Исходный спектр электронов в сравнении со спектром, попадающим на детекторную пленку, показан на рис. 9.

Зная форму спектра электронов на детектирующей пленке (рис. 9) и эффективную поглощенную энергию, рассчитанную в среде Geant4, для пленки BAS-MS в данном диапазоне энергий был рассчитан коэффициент α из ф-лы (2), который составил 2.64 ± 0.66 GL/кэВ. При этом проводилось сопоставление рассчитанного с помощью кода Geant4 интегрального значения количества электронов, пришедших на пленку BAS-MS, и экспериментально полученного интегрального по площади значения интенсивности в величинах GL. Калибровочная кривая абсолютной чувствительности пленки BAS-MS при регистрации электронов представлена на рис. 10.

Результирующие погрешности полученных калибровочных зависимостей складываются из погрешностей данных об интенсивности радиоактивных источников (22% для источников обоих типов), погрешности определения времени облу-

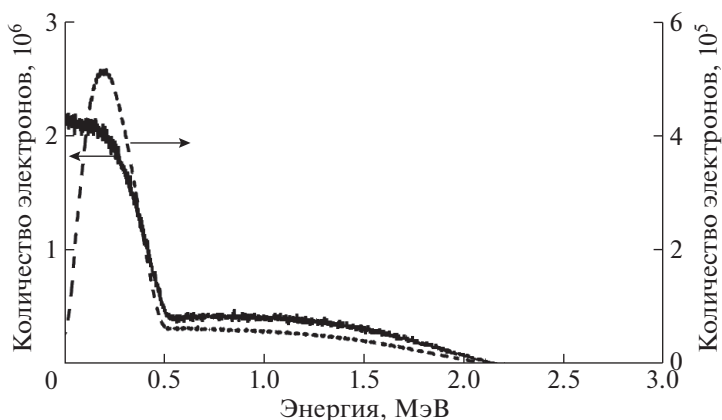


Рис. 9. Сравнение энергетического спектра электронов от источника $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ и спектра, попадающего на детекторную пленку. Сплошная кривая — исходный спектр ^{90}Sr , штриховая кривая — спектр электронов, приходящих на детектор.

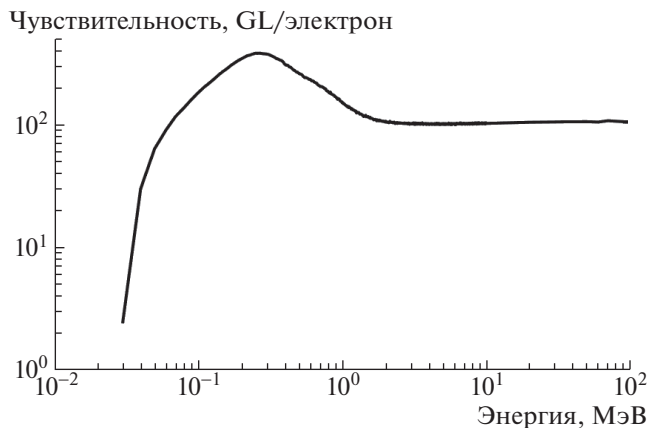


Рис. 10. Калибровочная кривая абсолютной чувствительности детекторной пленки BAS-MS для электронов.

чения пленки (~ 5 с), а также погрешности спада интенсивности сигнала в зависимости от времени, прошедшего от облучения до сканирования (выражение (1) и табл. 2). Для пленки BAS-TR и α -частиц также были рассчитаны погрешности определения энергии частиц, обусловленные как погрешностью расстояния от источника до детектора, так и статистическим разбросом энергии (ширина на полувысоте, FWHM). Таким образом, погрешность калибровки чувствительности пленки BAS-TR для α -частиц составила 30%, а для пленки BAS-MS и электронов – 25%.

При использовании детекторных пленок IP в составе магнитного спектрометра для определения спектров заряженных частиц от плазмы Z-пинча на установке “Ангара 5-1” необходимо учитывать различные углы падения электронов на плоскость регистрации [21]. Для учета этого эффекта с использованием моделирования методом Монте-Карло в среде Geant4 для электронов была рассчитана поглощенная в чувствительном слое пленки энергия при различных углах падения на пленку (рис. 11).

С использованием полученных данных моделирования с учетом углов падения на пленку была рассчитана результирующая кривая абсолютной калибровки пленки BAS-MS при регистрации электронов в составе магнитного спектрометра (рис. 12).

При регистрации пучков ионов на пленке BAS-TR для измерения спектров заряженных частиц с помощью магнитного спектрометра необходимо также учитывать различные углы падения на плоскость детектора. Однако в данном случае чувствительность пленки в спектрометре с учетом и без учета угла падения будет меньше различаться, в силу того что ионы, детектируемые разработанным спектрометром, имеют большую массу и

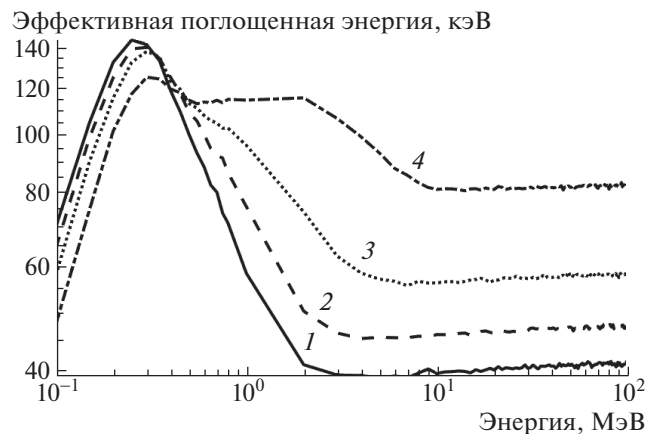


Рис. 11. Зависимость поглощенной энергии от энергии налетающего электрона при различных углах падения электрона на детектирующую пленку: 0° (1), 30° (2), 45° (3), 60° (4).

меньшую кинетическую энергию, что ведет к уменьшению длины пробега ионов (~ 60 нм при энергии ионов вольфрама 100 кэВ), а следовательно, к меньшему расхождению кривых чувствительности при учете угла падения (рис. 13).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнялась калибровка детекторных пленок Imaging Plates BAS-TR, BAS-MS для регистрации электронов и ионов при использовании сканера пленок Durr Dental Mini View. Построена калибровочная зависимость регистрируемых с помощью сканера значений ин-

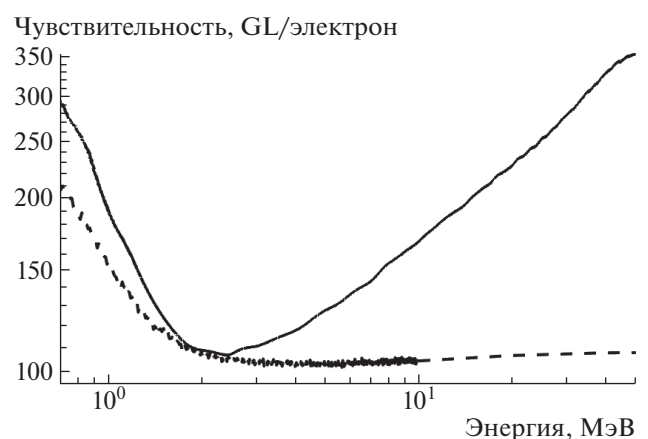


Рис. 12. Сплошная кривая — калибровочная зависимость абсолютной чувствительности детекторной пленки BAS-MS для электронов с учетом углов падения электронов при использовании в составе магнитного спектрометра; штриховая — чувствительность детекторной пленки BAS-MS без учета углов падения электронов.

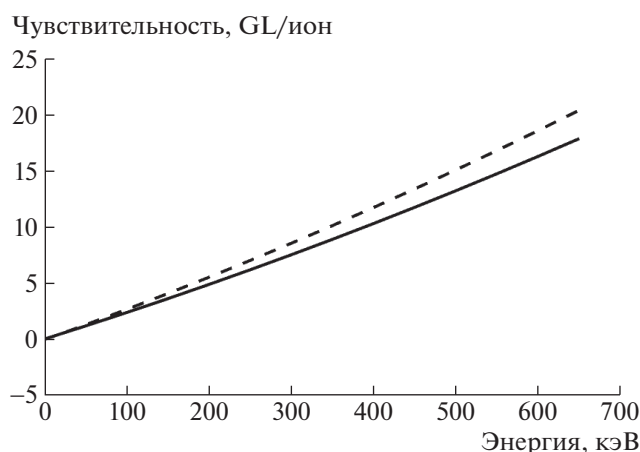


Рис. 13. Сплошная линия — калибровочная зависимость абсолютной чувствительности детекторной пленки BAS-TR для ионов вольфрама с учетом углов падения ионов при использовании в составе магнитного спектрометра; штриховая — чувствительность детекторной пленки BAS-TR без учета углов падения ионов.

тенсивности потока заряженных частиц от времени между облучением пленок и сканированием в диапазоне от нескольких минут до нескольких часов. С использованием радиоактивного источника α -частиц проведена калибровка IP BAS-TR, а с использованием источника β -частиц — пленки IP BAS-MS в зависимости от энергии заряженных частиц. В результате проведенной калибровки получены зависимости абсолютной чувствительности пленок BAS-TR и BAS-MS от энергии ионов и электронов. Точность калибровки для ионов составила 25%, а для электронов — 30%. С учетом изменения калибровочных зависимостей при различных углах падения частиц на пленку рассчитаны калибровочные зависимости при использовании детекторных пленок в составе магнитного спектрометра для регистрации спектров электронов в диапазоне энергий от 0.65 до 50 МэВ и ионов вольфрама в диапазоне энергий от 20 эВ до 650 кэВ от плазмы Z-пинча на установке “Ангара 5-1”.

Полученные в работе данные могут быть использованы для расчета калибровочных зависимостей пленок BAS-TR, BAS-MS, BAS-SR для широкого спектра энергий электронов и ионов различных типов, включая тяжелые.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке договора НИОКР № 17706413348210001380/226/3467-Д от 23 июня 2021 г. между АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” и НИЦ “Курчатовский институт”—ИТЭФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miyahara J., Takahashi K., Amemiya Y., Kamiya N., Satow Y. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1986. V. 246. P. 572.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(86\)90156-7](https://doi.org/10.1016/0168-9002(86)90156-7)
2. Amemiya Y., Miyahara J. // Nature. 1988. V. 336. P. 89.
<https://doi.org/10.1038/336089a0>
3. Tanaka K.A., Yabuuchi T., Sato T., Kodama R., Kitagawa Y., Takahashi T., Ikeda T., Honda Y., Okuda S. // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 013507.
<https://doi.org/10.1063/1.1824371>
4. Boutoux G., Rabhi N., Batani D., Binet A., Ducret J.E., Jakubowska K., Nègre J.P., Reverdin C., Thfoin I. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 113304.
<https://doi.org/10.1063/1.4936141>
5. Singh S., Slavicek T., Hodak R., Versaci R., Pridal P., Kumar D. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. P. 075105.
<https://doi.org/10.1063/1.4993921>
6. Bonnet T., Comet M., Denis-Petit D., Gobet F., Hannachi F., Tarisien M., Versteegen M., Aléonard M. // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 103510.
<https://doi.org/10.1063/1.4826084>
7. Bonnet T., Comet M., Denis-Petit D., Gobet F., Hannachi F., Tarisien M., Versteegen M., Aléonard M. // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 013508.
<https://doi.org/10.1063/1.4775719>
8. Freeman C.G., Fiksel G., Stoeckl C., Sinenian N., Canfield M.J., Graeper G.B., Lombardo A.T., Stillman C.R., Padalino S.J., Mileham C., Sangster T.C., Frenje J.A. // Rev. Sci. Instrum. 2011. V. 82. P. 073301.
<https://doi.org/10.1063/1.3606446>
9. Doria D., Kar S., Ahmed H., Alejo A., Fernandez J., Cercez M., Gray R.J., Hanton F., MacLellan D.A., McKenna P., Najmudin Z., Neely D., Romagnani L., Ruiz J.A., Sarri G., Scullion C., Streeter M., Swantusch M., Willi O., Zepf M., Borghesi M. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 123302.
<https://doi.org/10.1063/1.4935582>
10. Kojima S., Miyatake T., Inoue S., Dinh T.H., Hasegawa N., Mori M., Sakaki H., Nishiuchi M., Dover N.P., Yamamoto Y., Sasaki T., Ito F., Kondo K., Yamanaka T., Hashida M., Sakabe S., Nishikino M., Kondo K. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. P. 033306.
<https://doi.org/10.1063/5.0035618>
11. Won J., Song J., Palaniyappan S., Gautier D.C., Jeong W., Fernández J.C., Bang W. // Appl. Sci. 2021. V. 11. P. 820.
<https://doi.org/10.3390/app11020820>
12. Strehlow J., Forestier-Colleoni P., McGuffey C., Bailly-Grandvaux M., Daykin T.S., McCary E., Peebles J., Revet G., Zhang S., Ditmire T., Donovan M., Dyer G., Fuchs J., Gaul E.W., Higginson D.P. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 083302.
<https://doi.org/10.1063/1.5109783>
13. Nishiuchi M., Sakaki H., Dover N.P., Miyahara T., Shiokawa K., Manabe S., Miyatake T., Kondo K., Kondo Ke., Iwata Y., Watanabe Y., Kondo Ki. // Rev. Sci. In-

- strum. 2020. V. 91. P. 093305.
<https://doi.org/10.1063/5.0016515>
14. Zeil K., Kraft S.D., Jochmann A., Kroll F., Jahr W., Schramm U., Karsch L., Pawelke J., Hidding B., Pretzler G. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 013307.
<https://doi.org/10.1063/1.3284524>
15. Ingenito F., Andreoli P., Batani D., Boutoux G., Cipriani M., Consoli F., Cristofari G., Curcio A., De Angelis R., Di Giorgio G., Ducret J., Forestier-Colleoni P., Hulin S., Jakubowska K., Rabhi N. // JINST. 2016. V. 11(5). P. C05012.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/05/C05012>
16. <https://www.duerdental.com/en/products/imaging/intraoral-diagnostics/vistascan-mini-view/>
17. Nave G., Sansonetti C.J., Szabo C.I., Curry J.J., Smilie D.G. // Rev. Sci. Instrum. 2011. V. 82. P. 013107.
<https://doi.org/10.1063/1.3529879>
18. Lelasseux V., Fuchs J. // JINST. 2020. V. 15. P. 004002.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/04/P04002>
19. <http://www.srim.org/>
20. <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/BookForApplicationDevelopers.pdf>
21. Chen H., Back N.L., Bartal T., Beg F.N., Eder D.C., link A. J., MacPhee A.G., Ping Y., Song P.M., Throop A., Van Woerkom L. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 033301.
<https://doi.org/10.1063/1.2885045>

ИНИЦИАЦИЯ ОБЪЕМНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТРУБКЕ С ПОМОЩЬЮ СЛАБОТОЧНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ

© 2023 г. Б. Б. Балданов^{а,*}

^аИнститут физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 670047, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6

*e-mail: baibat@mail.ru

Поступила в редакцию 17.02.2023 г.

После доработки 29.03.2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

Экспериментально получен самостоятельный объемный тлеющий разряд при атмосферном давлении в атмосфере аргона. Объемный тлеющий разряд реализуется в электродной системе, состоящей из тонкой металлической проволоки и металлической сетки с диэлектрическим барьером, и зажигается с помощью вспомогательного разряда — слабotoчного поверхностного разряда, инициируемого на торце стеклянной трубки по поверхности диэлектрика между катодом в форме острия и цилиндрическим металлическим анодом.

DOI: 10.31857/S0032816223060083, EDN: FTKLUN

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для генерации пространственно-однородной неравновесной плазмы при атмосферном давлении используются различные типы газовых разрядов (коронные разряды, разряд с микрополым катодом, капиллярный разряд, различные типы диэлектрических барьерных разрядов) [1–7]. Тлеющий разряд атмосферного давления (ТРАД) является одним из эффективных и перспективных источников, при этом разряд выгодно отличается как простотой геометрии разряда, так и электрического оборудования. Возможности ТРАД представляют особый интерес для биомедицинских применений из-за равномерности свечения разряда и относительно низкого напряжения, необходимого для поддержания разряда.

В большинстве исследований ТРАД формируется при малых (миллиметровых) межэлектродных промежутках [8–10]. В данных условиях преобладающими являются процессы, происходящие в катодном слое микроуазрядов. И за счет нелокальных эффектов в плазме микроуазрядов можно получить распределения электронов по энергиям, содержащие большие концентрации высокоэнергетичных электронов при низких температурах газа. Однако с увеличением тока разряда растет и температура газа, вследствие чего режим устойчивого горения микроуазрядов ограничен областью малых токов и простых газо-

вых смесей. Другая проблема связана с тем, что плазма микроуазрядов имеет небольшие размеры, что существенно сужает область применения разряда.

Одним из основных ограничений является то, что с повышением давления тлеющий разряд становится неустойчивым вследствие перехода разряда в искровой или дуговой разряды [11]. Для повышения устойчивости диффузного тлеющего разряда при атмосферном давлении используются специальные геометрии электродов и различные способы возбуждения газовой среды [12–15]. Необходимо отметить, что в атомарных газах и других легких газах при высоких давлениях тлеющие разряды более устойчивы [16].

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментального газоразрядного источника объемной неравновесной (холодной) плазмы представлена на рис. 1.

Газоразрядная камера 5 представляет собой стеклянную трубку длиной 125 мм и диаметром 12 мм. Разрядная камера содержит тонкий металлический провод — катод 1 (диаметр 1 мм) с заточенным концом с радиусом закругления острия 25 мкм. Катод установлен на оси изолятора 4 в диэлектрическом (политетрафторэтилен) корпусе, имеющем форму цилиндра диаметром 7 мм. Анод 2 представляет собой металлический ци-

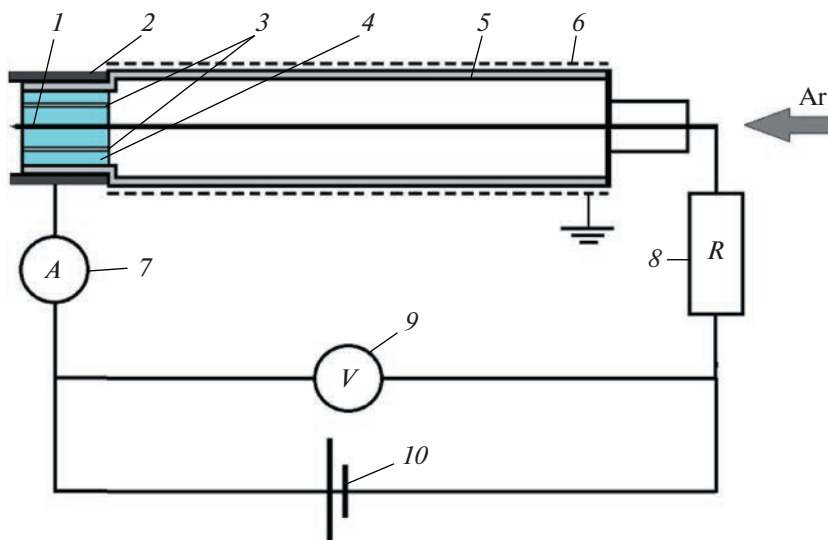


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – тонкий металлический провод – катод, 2 – цилиндрический анод, 3 – проходные отверстия для прокачки газа, 4 – цилиндрический изолятор (политетрафторэтилен), 5 – стеклянная трубка, 6 – сетчатый металлический электрод, 7 – амперметр, 8 – балластное сопротивление, 9 – вольтметр, 10 – источник питания.

линдр длиной 10 мм и внутренним диаметром 13 мм, коаксиально охватывающий катод-острие. Изолятор 4 снабжен продольными проходными отверстиями 3 для подачи аргона.

Для стабилизации разряда катод-острие нагружается регулируемым балластным сопротивлением 8. Стеклянную колбу 5 коаксиально охватывает заземленная металлическая сетка 6. От регулируемого высоковольтного источника 10 подается постоянное напряжение до 20 кВ. Величина балластного сопротивления 8 во внешней цепи варьируется от 10 до 63 МОм. Расход аргона $G < 2.8 \cdot 10^{-2}$ кг/с.

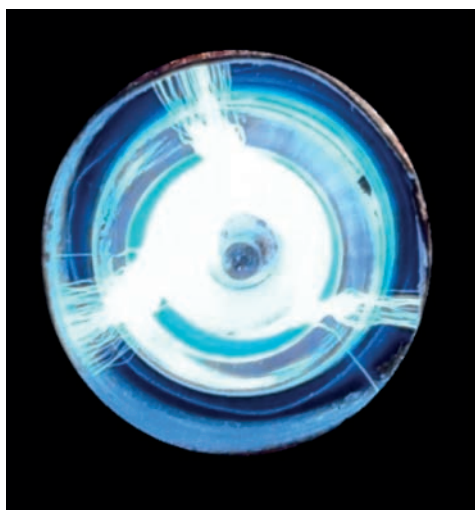


Рис. 2. Слаботочный поверхностный разряд. Ток разряда $I = 0.45$ мА.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Самостоятельный объемный тлеющий разряд атмосферного давления реализуется в трехэлектродной системе и зажигается с помощью вспомогательного разряда (рис. 2). Вспомогательный разряд представляет собой слабоочный поверхностный разряд, инициируемый на торце стеклянной трубки по поверхности диэлектрика между катодом-острием 1 (рис. 1) и цилиндрическим металлическим анодом 2 (рис. 1) при подаче высокого напряжения ($U = 11.2$ кВ) на катод.

Визуально поверхностный разряд представляет собой слабоочные стримерные разряды в форме тонких токовых нитей, радиально расходящиеся от катода-острия в направлении цилиндрического металлического анода. Интенсивность и количество возникновения стримерных разрядов увеличивается с увеличением приложенного напряжения.

При инициации слабоочного поверхностного разряда на торце стеклянной трубки (рис. 2) одновременно зажигается объемный однородный тлеющий разряд в электродной системе, состоящей из тонкой металлической проволоки 1 и металлической сетки 6 с диэлектрическим барьером 5, в качестве которого используется стеклянная трубка толщиной $d = 4$ мм (рис. 3а).

На рис. 3а представлена фотография самостоятельного объемного тлеющего разряда атмосферного давления в коаксиальной геометрии электродов.

Как видно, тлеющий разряд полностью заполняет полость стеклянной трубки, при этом свече-

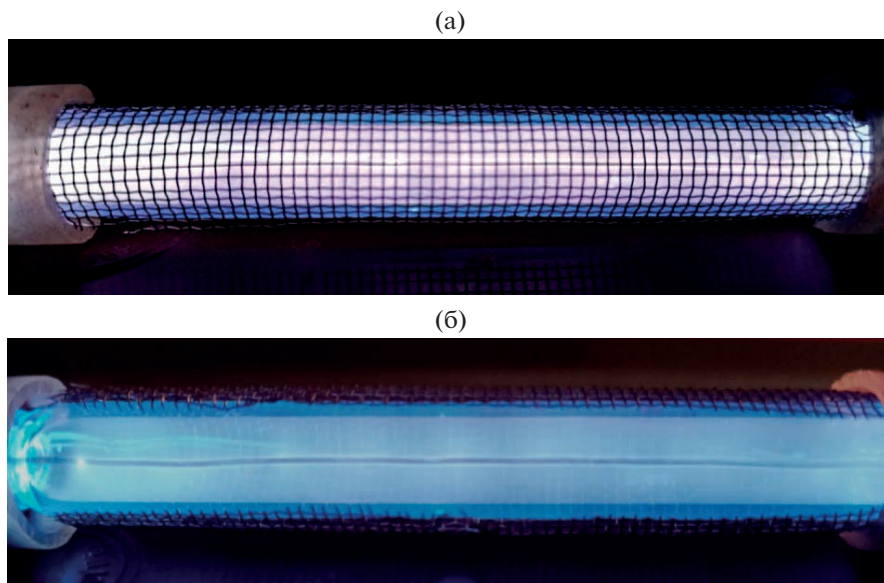


Рис. 3. Фотография самостоятельного объемного тлеющего разряда атмосферного давления.

ние по всему объему является достаточно однородным и равномерным (рис. 3б).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально реализован объемный самостоятельный тлеющий разряд атмосферного давления на постоянном токе в трехэлектродной системе, в которой в качестве вспомогательного разряда используется слаботочный поверхностный разряд между катодом в форме острия и цилиндрическим металлическим анодом.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (научная тема 0270-2021-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roth J.R., Rahel J., Dai X., and Sherman D.M. // J. Phys. D. 2005. V. 38. P. 555. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/4/007>
2. Temmerman E., Akishev Yu., Trushkin N., Leys Ch., Verschuren J. // J. Phys. D. 2005. V. 38. № 4. P. 505. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/4/001>
3. Becker K.H. History of Non-Equilibrium Discharges – Corona Discharges. Series in Plasma Physics: Non-equilibrium air plasmas at atmospheric pressure. London: IOP Publishing, 2005.
4. Dudek D., Bibinov N., Engemann J., and Awakowicz P. // J. Phys. D. 2007. V. 40. P. 7367. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/23/017>
5. Iza F., Kim G.J., Lee S.M., Lee J.K., Walsh J.L., Zhang Y.T., Kong M.G. // Plasma Process. Polym. 2008. V. 5. № 4. P. 322. <https://doi.org/10.1002/ppap.200700162>
6. Tynan J., Law V.J., Ward P., Hynes A.M., Cullen J., Byrne G., Daniels S., Dowling D.P. // Plasma Source Sci. Technol. 2010. V. 19. P. 015015. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/19/1/015015>
7. Locke B.R., Shih K.-Y. // Plasma Source Sci. Technol. 2011. V. 20. P. 034006. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/20/3/034006>
8. Becker K., Kersten H., Hopwood J., Lopez J.L. // Eur. Phys. 2010. V. 60. P. 437. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2010-00231-4>
9. Arkhipenko V.I., Callegari T., Safronau Y.A., Simonchik L. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 1297. <https://doi.org/10.1109/TPS.2009.2020905>
10. Arkhipenko V.I., Kirillov A.A., Safronau Y.A., and Simonchik L. // Eur. Phys. J. D. 2010. V. 60. P. 455. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2010-00266-5>
11. Kunhardt E.E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 189. <https://doi.org/10.1109/27.842901>
12. Korolev Yu.D. // Russian Journal of General Chemistry. 2015. V. 85. P. 1311. <https://doi.org/10.1134/S1070363215050473>
13. Akishev Yu.S., Deryugin A.A., Elkin N.N., Kochetov I.V., Trushkin N.I. // Plasma Physics Rep. 1994. V. 20. P. 437.
14. Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Кочетов И.В. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 585.
15. Семенов А.П., Балданов Б.Б., Ранжуров Ц.В. // ПТЭ. 2020. № 2. С. 149. <https://doi.org/10.1134/S0020441220020050>
16. Fridman A. Plasma Physics and Engineering. New York: Taylor and Francis, 2004.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 539.1.08

КАЛИБРОВОЧНЫЙ ПУЧОК ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ УСКОРИТЕЛЯ ФИАН “ПАХРА”

© 2023 г. В. И. Алексеев^а, А. И. Архангельский^б, В. А. Басков^{а,*}, А. Г. Батищев^б,
К. Ф. Власик^б, А. М. Гальпер^б, В. А. Дронов^а, А. И. Львов^а, А. В. Кольцов^а,
В. В. Полянский^а, С. С. Сидорин^а, З. М. Утешев^б

^аФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^бНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

*e-mail: baskov@x4u.lebedev.ru

Поступила в редакцию 25.07.2022 г.

После доработки 19.01.2023 г.

Принята к публикации 25.02.2023 г.

Представлены характеристики калибровочного пучка вторичных электронов ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН на основе магнита СП-3. Энергетическое разрешение пучка с медным конвертором толщиной 2 мм в диапазоне энергий электронов $E = 5\text{--}100$ МэВ составило $\delta \approx 10\%$.

DOI: 10.31857/S0032816223040109, EDN: RAYJCY

Тестовые исследования характеристик детекторов и аппаратуры астрофизической обсерватории ГАММА-400, астроустановки “Альфа-Электрон”, установки NICA-MPD и др. на канале калибровочного пучка вторичных электронов ускорителя ФИАН С-25Р “Пахра” на основе спектрометрического магнита СП-57 подтвердили востребованность пучка электронов с энергиями от 5 до 100 МэВ и энергетическим разрешением пучка $\sim 10\%$ при интенсивности не менее 10^3 $e^-/с$ [1, 2]. Диапазон энергий пучка вторичных электронов ускорителя “Пахра” составил от 20 до 300 МэВ с интенсивностью от ~ 1 до $\sim 10^2$ $e^-/с$, что недостаточно для достижения требуемой статистически обусловленной точности за отведенное время тестирования на ускорителе и в отсутствие возможности проводить тестирования при энергиях электронного пучка меньше 20 МэВ [3].

Для получения пучков квазимоноэнергетических электронов в требуемом диапазоне энергий с заданной энергетической точностью и интенсивностью было решено использовать магнит СП-3, который при работе канала калибровочного пучка электронов на основе магнита СП-57 выполнял функцию очищающего магнита [3, 4].

Вторичный пучок электронов является результатом взаимодействия первичного пучка фотонов с конвертором, находящимся, как правило, на срезе полюсов спектрометрического магнита. Конверсионные электроны отклоняются магнитным полем

в детектирующую систему, расположенную под заданным углом относительно траектории фотонного пучка и полюсов магнита в плоскости, параллельной полюсам магнита [3].

Формирование вторичного электронного пучка на ускорителе ФИАН С-25Р “Пахра” осуществляется в два этапа. На первом этапе при взаимодействии ускоренного пучка электронов с внутренней вольфрамовой (W) мишенью толщиной $0.22X_0$ (X_0 — радиационная длина), помещенной внутри вакуумной камеры ускорителя, формируется первичный пучок тормозных фотонов. Далее фотонный пучок выводится в экспериментальный зал (рис. 1).

После выхода из камеры ускорителя 1 фотонного пучка дальнейшее его формирование осуществляется системой свинцовых коллиматоров 2 с диаметром отверстий от 13 до 30 мм. Фотонный пучок транспортируется по воздуху к конвертору 4, находящемуся непосредственно на срезе полюсов магнита СП-3 (5).

Магнит СП-3 предназначен для формирования вторичных электронных пучков и имеет следующие характеристики: размер полюсов составляет 200×500 мм, межполюсной зазор 50 мм. Величина магнитного поля может меняться в диапазоне от 0.01 до 1.3 Тл. Охлаждение обмоток магнита воздушное. На рис. 2 представлена зависимость магнитной индукции в центре межполюсного промежутка СП-3 от тока в обмотках магнита. Измере-

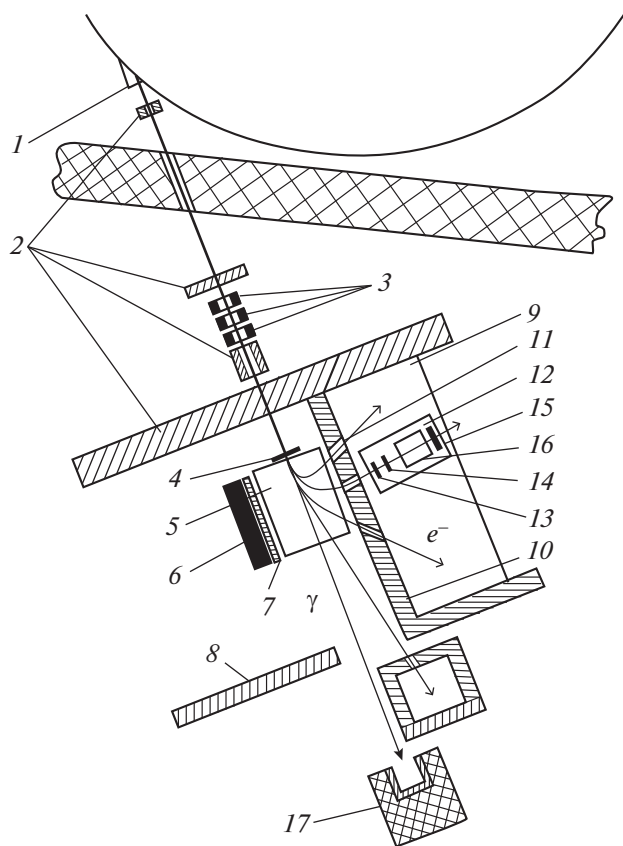


Рис. 1. Схема пучка вторичных электронов ускорителя С-25Р "Пахра" ФИАН на основе магнита СП-3. 1 – выходное окно ускорителя; 2 – свинцовые коллиматоры канала транспортировки фотонного пучка; 3 – система постоянных очищающих магнитов; 4 – конвертор; 5 – магнит СП-3; 6 – железное ярмо магнита СП-3; 7 – парафиновый фильтр; 8 – свинцовая защитная стенка; 9 – стол для тестирования детекторов и оборудования; 10 – свинцовая защитная стенка; 11 – рабочий коллиматор K_p ; 12 – передвижная платформа; 13, 14 и 15 – сцинтилляционные счетчики S_1 , S_2 и S_3 ; 16 – сцинтилляционный спектрометр СС; 17 – поглотитель фотонного пучка.

ния были проведены с помощью измерителя магнитной индукции Ш1-8, ошибка измерения каждой точки не превышала ± 0.001 Тл [3].

С целью подавления заряженной компоненты низкоэнергетического электромагнитного фона, сопровождающего пучок при его транспортировке, перед коллиматором, расположенным на расстоянии 1.35 м перед СП-3, помещена система очищающих магнитов 3 (см. рис. 1). Система состоит из трех постоянных магнитов. Размер межполюсного промежутка каждого магнита составляет 105×57 мм с длиной по пучку 80 мм и максимальной индукцией магнитного поля в центре магнита 0.12 Тл.

Профиль фотонного пучка перед конвертором 4 формируется коллиматором диаметром 30 мм,

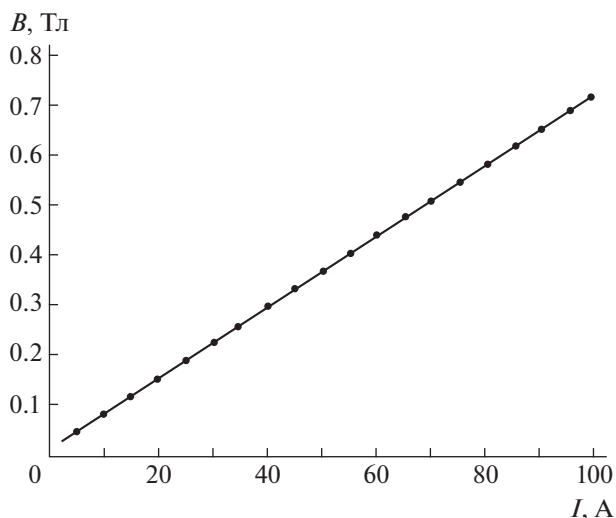


Рис. 2. Зависимость индукции магнитного поля в центре межполюсного зазора магнита СП-3 от тока в обмотках магнита.

расположенным перед СП-3. При необходимости диаметр коллиматора может меняться.

В качестве конвертора используются медные и свинцовые пластины толщиной от 0.1 до 3 мм и диаметром от 5 до 32 мм.

Для тестирования детекторов и оборудования экспериментальных установок рядом с магнитом СП-3 создана тестовая зона (рис. 1). Детекторы и тестируемая аппаратура размещаются на столе 9 размером 2.66×0.89 м и высотой 1.04 м.

Для защиты тестируемого детектора и триггерных счетчиков, формирующих вторичный электронный пучок, от низкоэнергетического фона, создаваемого взаимодействием тормозного фотонного пучка с воздухом при его транспортировке, рядом с магнитом СП-3 выложена свинцовая защитная стенка 10. Стенка расположена на уровне межполюсного промежутка магнита параллельно длинной стороне полюса магнита на расстоянии 60 см от нее и выложена стандартными свинцовыми блоками размером $125 \times 125 \times 50$ мм типа "ласточкин хвост".

Угол отклонения вторичных электронов магнитным полем СП-3 между осью, проходящей через центр отверстия коллиматора K_p (11), и траекторией фотонного пучка определяет энергию электронов. Диаметр коллиматора определяет диапазон энергий электронов. На основе свинцовых блоков типа "ласточкин хвост" изготовлены коллиматоры с диаметрами отверстий по центрам блоков 5, 10, 15 и 25 мм. Так как защита 10 собрана из стандартных свинцовых блоков, для получения необходимого диапазона энергий электронов сравнительно быстро можно помещать коллиматор K_p (11) в любую точку защитной стенки

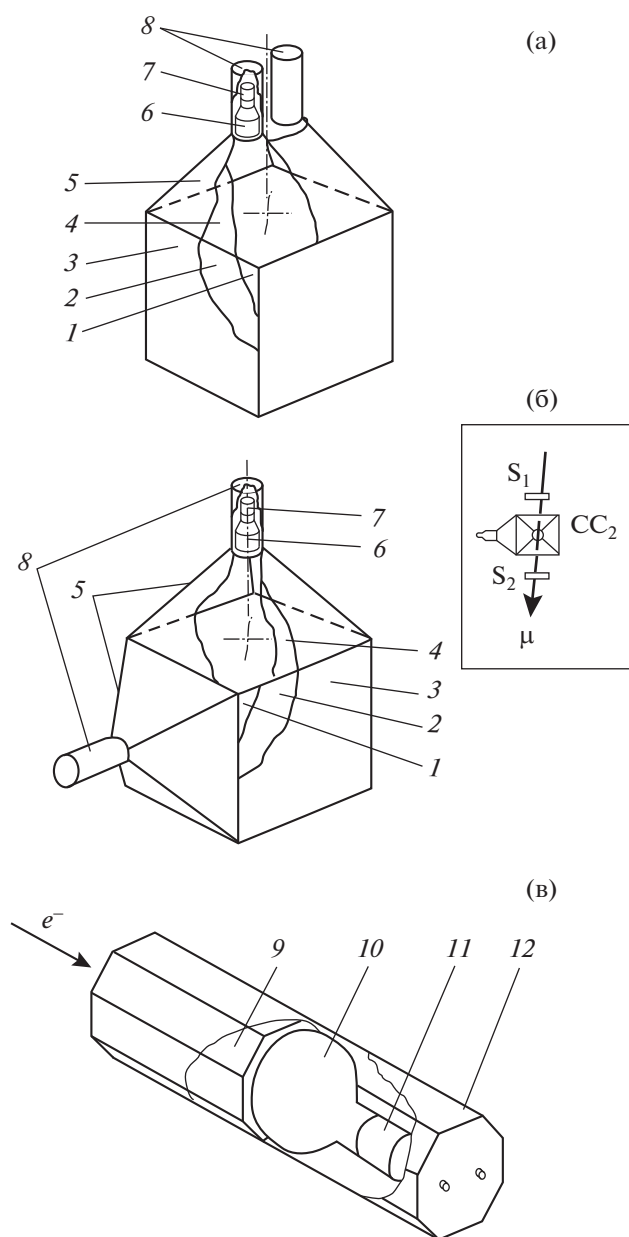


Рис. 3. Схемы двухканальных сцинтилляционных спектрометров CC_1 (а), CC_2 (б) и черенковского спектрометра полного поглощения (в). 1 – сцинтилляционный блок; 2 и 4 – металлизированный майлар; 3 – черная бумага; 5 – светосборники; 6 – ФЭУ-85 (для CC_1) и ФЭУ-52 (для CC_2); 7 – делители напряжения; 8 – корпуса ФЭУ (светонепроницаемые корпуса не показаны); 9 – радиатор; 10 – ФЭУ-49; 11 – делитель; 12 – корпус. На вставке к рис. 3б: S_1 и S_2 – сцинтилляционные счетчики.

10 или заменять коллиматор с отверстием одного диаметра на коллиматор с отверстием другого диаметра.

Для уменьшения влияния фона, создаваемого железным ярмом магнита СП-3, находящегося на противоположной стороне от свинцовой защиты

относительно траектории тормозного фотонного пучка, между полюсами и ярмом проложен фильтр из текстолитовых, деревянных или парафиновых пластин 7 общей толщиной 15 см.

Тестируемый детектор может располагаться на передвижной платформе 12, которая посредством шарниров легко перемещается по столу 9 к соответствующему положению рабочего коллиматора K_p (11).

Исследование характеристик вторичного электронного пучка, сформированного системой “конвертор–СП-3–коллиматор K_p ”, осуществлялось с помощью системы сцинтилляционных счетчиков S_1 , S_2 , S_3 и сцинтилляционного спектрометра CC (рис. 1). Размер счетчиков S_1 и S_2 составлял $15 \times 15 \times 1$ мм, счетчика S_3 – $70 \times 70 \times 5$ мм. Триггерные счетчики S_1 , S_2 располагались за коллиматором K_p вплотную друг к другу. Расстояние между ними составляло не более 1 мм. Расстояние от счетчиков до рабочего коллиматора K_p составляло 30 мм. Счетчик S_3 использовался для регистрации электронов от электромагнитного ливня, развиваемого вторичными электронами, отклоненных магнитным полем магнита СП-3 в CC и выходящих за пределы CC [5].

Спектрометр CC предназначен для определения энергетических характеристик электронного пучка. Применение спектрометра обусловлено тем, что в рабочем процессе, например при тестировании какого-либо детектора, происходят многочисленные изменения тока СП-3, при которых сложно учесть характеристики рассеянных магнитных полей, создаваемых обмотками магнита и сильно влияющих на траектории электронов, что сказывается на определении энергии электронов. Перед тестированием детекторов предварительно проводились исследования энергетических характеристик вторичного электронного пучка, сформированного СП-3, в месте тестирования. Определение средней энергии электронов с помощью CC при фиксированном положении как триггерной системы, так и CC относительно полюсов магнита и являлось конечным результатом предварительной калибровки. Для определения энергетического разрешения электронного пучка, формируемого непосредственно конвертором, без учета энергетического разрешения CC проводилась специальная процедура, описание которой представлено ниже.

В качестве CC использовались спектрометры на основе сцинтилляционных блоков с размерами $100 \times 100 \times 100$ мм (CC_1) и $200 \times 200 \times 200$ мм (CC_2) (рис. 3) [5, 6]. Спектрометры имели два канала регистрации сигналов от прохождения заряженных частиц с регистрацией сигналов с помощью фотоумножителей (ФЭУ) типа ФЭУ-85 (CC_1) (рис. 3а) и ФЭУ-52 (CC_2) (рис. 3б). Плос-

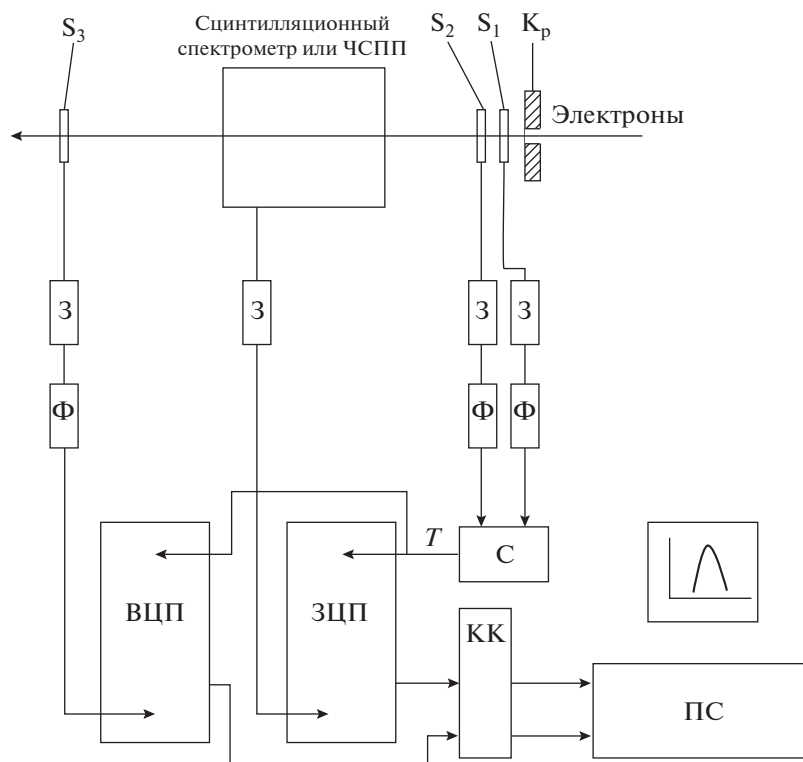


Рис. 4. Блок-схема калибровочного канала квазимонохроматического электронного пучка. K_p – рабочий коллиматор; $S_1 - S_3$ – сцинтилляционные счетчики; ЧСПП – черенковский спектрометр полного поглощения; З – блок задержек; Ф – формирователь со следящим порогом; ЗЦП – зарядово-цифровой преобразователь; ВЦП – времяцифровой преобразователь; С – схема совпадений; КК – крейт-контроллер; ПС – персональный компьютер; T – триггерный сигнал.

кость СС, через которую электроны входили в спектрометр, располагалась в 30 мм от триггерных счетчиков. Средняя энергия, оставляемая электроном в СС, определяется как $\langle E \rangle \approx kt$, где t – толщина СС, k – коэффициент пропорциональности ($k = 2$ МэВ/см) [3]. Поэтому СС₁ и СС₂ использовались для регистрации электронов с энергиями до 20 и до 40 МэВ соответственно.

Для исследования характеристик вторичного электронного пучка при энергиях более 40 МэВ использовался шестигранный черенковский спектрометр полного поглощения ЧСПП на основе свинцового стекла ТФ-1 толщиной 35 см или $14.0X_0$ ($X_{0\text{ТФ-1}} = 2.5$ см) с апертурой по пучку, определяемой площадью описанной окружности диаметром 18 см [3, 7].

Перед началом исследований характеристик вторичного электронного пучка на космических мюонах была проведена энергетическая калибровка СС₁, СС₂ и ЧСПП методом “напролет” (вставка к рис. 3б) [3, 5–7]. Относительные энергетические разрешения СС₁, СС₂ и ЧСПП соответственно составили $\delta_{\text{СС1}} = 9\%$, $\delta_{\text{СС2}} = 11.3\%$ и $\delta_{\text{ЧСПП}} = 9.3\%$ ($\delta = \Delta E/E/2.35$; $\langle E \rangle$ – средняя энергия;

ΔE – полная ширина энергетического спектра на половине его высоты; $2.35 = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot (\ln 2)$) [8].

Триггер, определяющий прохождение электрона через сцинтилляционные счетчики, формировался следующим образом (рис. 4). Сигналы со сцинтилляционных счетчиков S_1 , S_2 и S_3 по коаксиальным кабелям РК-50 длиной около 100 м из экспериментального зала подавались на входы формирователей с постоянным порогом (Φ_1 , Φ_2 и Φ_3), находящихся в пультной комнате. Пороговое напряжение формирователей составляло 10 мВ. Длительность сигналов стандарта NIM составляла 10 нс. Сигналы со счетчиков S_1 и S_2 через временные задержки подавались на схему совпадений С. Сигнал “Start” со схемы совпадений длительностью 100 нс являлся триггерным сигналом, который запускал блоки зарядово-цифрового преобразователя (ЗЦП) и времяцифрового преобразователя (ВЦП). По данному сигналу через крейт-контроллер КК системы САМАС происходила запись сигналов от СС и S_3 в память компьютера.

Тестовые исследования детекторов и исследования энергетических характеристик вторичного электронного пучка проходили при максимальных энергиях тормозного фотонного пучка 300 и

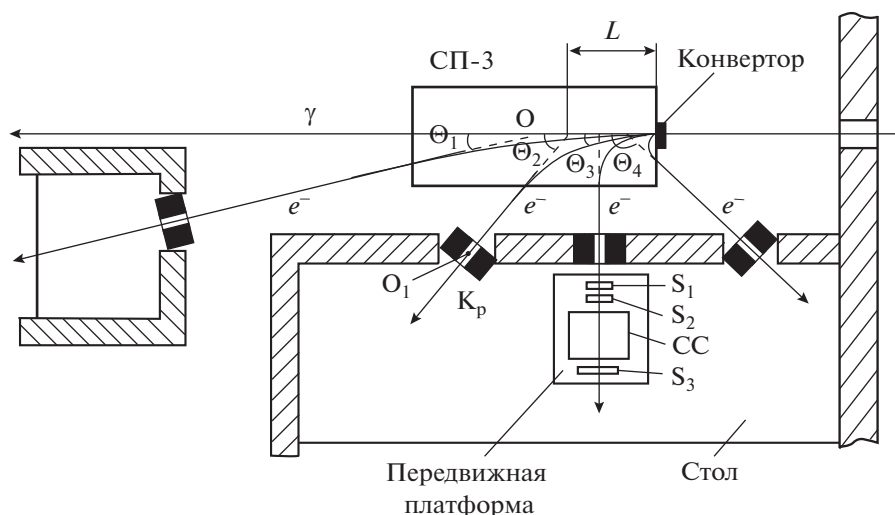


Рис. 5. Положения рабочего коллиматора K_p при работе калибровочного канала квазимонохроматического электронного пучка: $\Theta_1 \sim 15^\circ$ ($L \sim 25$ см), $\Theta_2 \sim 40^\circ$ ($L \sim 20$ см), $\Theta_3 \sim 90^\circ$ ($L \sim 15$ см), $\Theta_4 \sim 130^\circ$ ($L \sim 10$ см). O и O_1 — вертикальные оси симметрии, проходящие через центр полюсов магнита СП-3 и коллиматора K_p соответственно; Θ_1 – Θ_4 — углы отклонения вторичных электронов магнитным полем СП-3 относительно траектории фотонного пучка и центра входного отверстия коллиматора K_p ; L — положение центра угла отклонения вторичных электронов относительно конвертора.

500 МэВ, соответствующих энергиям ускоренного первичного электронного пучка.

Характеристики, например, выведенного из ускорителя электронного пучка определяются магнитной системой ускорителя и магнитооптическим трактом транспортировки. Характеристики вторичного электронного пучка, являющегося результатом взаимодействия фотонного пучка с конвертором, определяются характеристиками конвертора (типом материала и геометрическим размером, в первую очередь, толщиной [3]), а также характеристиками магнитной системы.

Транспортировка фотонного пучка от выходного окна 1 (см. рис. 1) ускорителя в ускорительном зале до конвертора 4 в экспериментальном зале и далее до поглотителя фотонного пучка 17 осуществляется по воздуху (рис. 1). Поэтому, формирование вторичного электронного пучка, который в дальнейшем используется для тестирования детекторов, происходит в двух независимых конверторах: основном конверторе 4, расположенном на срезе полюсов магнита, и “распределенном” конвертере (“воздух”), в качестве которого используется воздух на участках траектории фотонного пучка до и после основного конвертора. Формально оба конвертора можно представить как один — “конвертор + воздух”.

Результаты моделирования и экспериментальные исследования характеристик вторичных электронных пучков, формируемых спектрометрическим магнитом СП-3 с небольшой шириной прямоугольных полюсов и небольшим межполюсным промежутком, показали, что существует

несколько особенностей формирования пучков при энергиях $E < 100$ МэВ, в отличие от формирования пучков электронов с помощью магнитов с круглыми полюсами. Первая особенность состоит в том, что положение вершины угла поворота электронов в магнитном поле Θ определяется не только энергией электронов E , но и расстоянием L от конвертора и шириной полюсов магнита d .

На рис. 5 схематично представлены положения рабочего коллиматора K_p с соответствующими этим положениям углами отклонения Θ , также показаны положения вершин углов отклонения относительно конвертора (расстояние L) при постоянной величине магнитного поля СП-3.

Экспериментально были определены соотношения между E , Θ и L , составившие: при $E_1 \sim 50$ – 100 МэВ $\Theta \sim 15^\circ$ ($L \sim 25$ см); при $E_2 \sim 20$ – 50 МэВ $\Theta \sim 40^\circ$ ($L \sim 20$ см); при $E_3 \sim 10$ – 40 МэВ $\Theta \sim 80^\circ$ ($L \sim 15$ см); при $E_4 \sim 3$ – 20 МэВ $\Theta \sim 130^\circ$ ($L \sim 5$ – 10 см).

Для получения энергетических характеристик вторичного электронного пучка, формируемого при взаимодействии фотонного пучка с основным конвертором и с конвертером “воздух”, а также суммарным конвертором “конвертор + воздух”, используется метод “вычитания спектров” [3, 4].

В этом случае, характеристики вторичного электронного пучка определяются в два этапа. На первом этапе исследуются энергия и энергетическое разрешение пучка с конвертором “конвертор + воздух”. На втором этапе исследуются эти же характеристики, когда конвертором является только “воздух”. На третьем этапе осуществляется вычитание из спектров, полученных при слож-

ном конверторе “конвертор + воздух”, спектров, полученных при конверторе “воздух”.

На рис. 6 представлены энергетические спектры вторичного электронного пучка при использовании 2-миллиметрового медного конвертора, зарегистрированные CC_1 , CC_2 и ЧСПП, при энергиях $\langle E \rangle$ электронного пучка 7.3 МэВ (рис. 6а–6в), 20 МэВ (рис. 6г–6е) и 66 МэВ (рис. 6ж–6и) при использовании конверторов разных типов: “конвертор (Cu) + воздух” (рис. 6а, 6г, 6ж), “воздух” (рис. 6б, 6д, 6з) и “конвертор (Cu) + воздух” – “воздух” (рис. 6в, 6е, 6и). Данные спектры наглядно показывают работу метода “вычитания спектров”.

Согласно рис. 6в, 6е, 6и, основной пучок с заданной энергией имеет “сопровождение” в виде пучка с меньшей и большей энергией (рис. 6е). Модельные расчеты подтверждают экспериментальные данные о наличии второго пучка при любых углах, что является второй особенностью

формирования вторичного электронного пучка магнитом СП-3. Интенсивность второго пучка составляет от 5 до 15% при любых токах магнита.

Появление второго пучка связано с тем, что конверсионные электроны и позитроны имеют большой диапазон как разброса энергий, так и углов вылета из конвертора, увеличенный многократным рассеянием на воздухе. Из-за небольшой ширины полюсов СП-3 ($d = 20$ см) и расстояний от коллиматора K_p до центра угла поворота электронов магнитным полем (~ 60 см) существует большая вероятность возникновения таких соотношений между энергиями электронов и углами выходов из конвертора, при которых траектории электронов совпадают с осью коллиматора K_p . Например, в K_p могут попадать электроны, которые при конверсии в радиатор отклонились в противоположную сторону от траектории фотонного пучка.

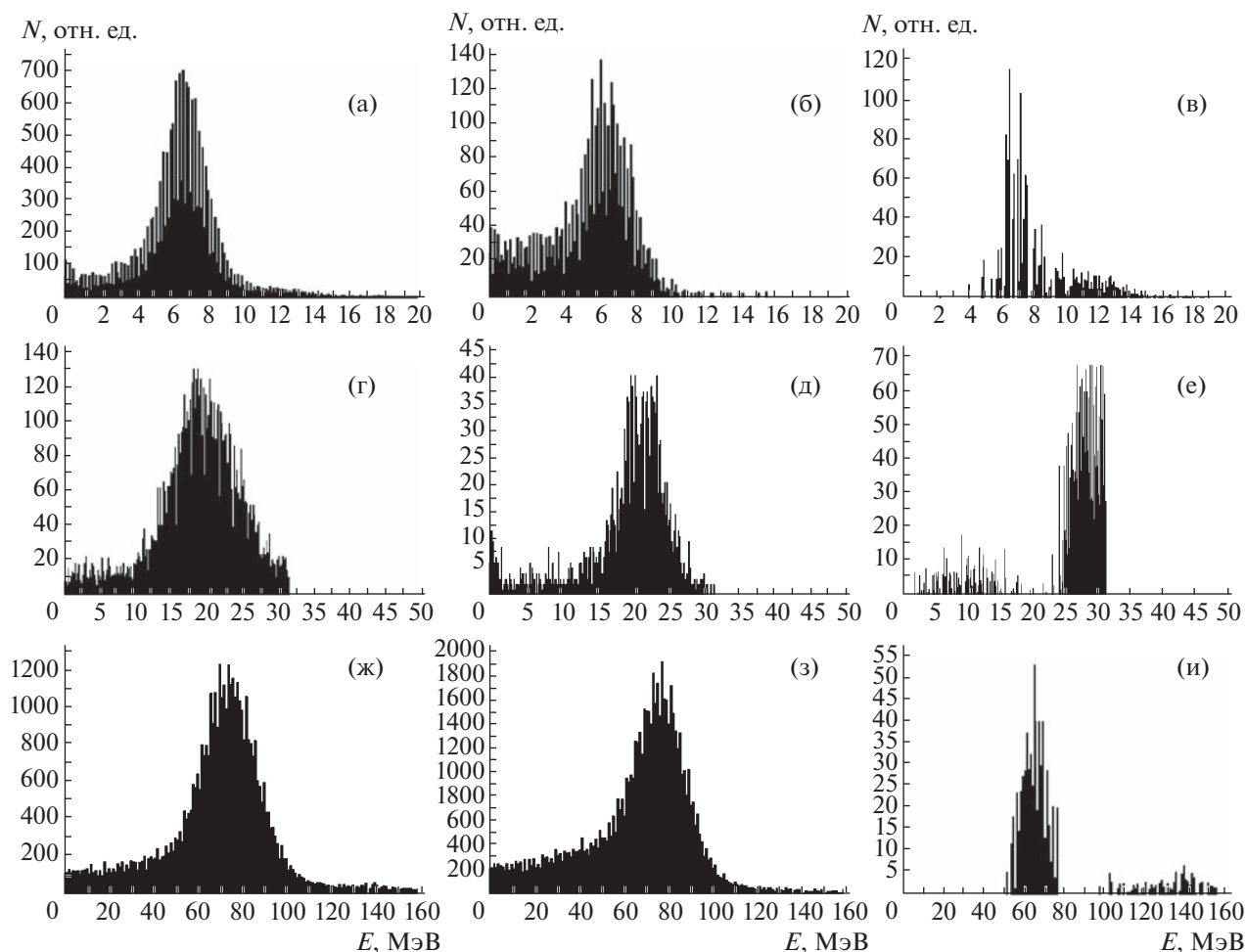


Рис. 6. Энергетические спектры вторичного электронного пучка, зарегистрированные CC_1 , CC_2 и ЧСПП при энергиях $\langle E \rangle$ электронного пучка 7.3 МэВ (а, б, в), 20 МэВ (г, д, е) и 66 МэВ (ж, з, и) при использовании конверторов разных типов: “медь 2 мм + воздух” (а, г, ж); “воздух” (б, д, з); “медь 2 мм + воздух” – “воздух” (в, е, и).

Из модельных расчетов (рис. 7) видно, что при фиксированной величине магнитного поля СП-3 значения энергии электронов на входной апертуре триггерных счетчиков без учета рассеянных магнитных полей и в отсутствие коллиматора K_p монотонно меняются при изменении полярного угла φ , отсчитываемого относительно траектории фотонного пучка с центром, совпадающим с центром конвертора. Это означает, что при фиксированной величине магнитного поля энергия электронов зависит от положения триггерных счетчиков относительно полюсов СП-3. С другой стороны, при любом фиксированном положении триггерных счетчиков значения энергий вторичных электронов также монотонно меняются при монотонном изменении магнитного поля, задаваемом током в обмотках питания магнита. В дальнейшем экспериментально было определено, что, например, при $\varphi \approx 23^\circ$ или при $\Theta \approx 23^\circ$ ($L \approx 25$ см) и изменении магнитного поля СП-3 в диапазоне 0.02–0.75 Тл средняя энергия электронов монотонно меняется от ≈ 10 до ≈ 240 МэВ. Модельный расчет (рис. 7) для двух величин магнитного поля также показывает изменение средней энергии электронов в диапазоне изменений полярного угла от 30° до 200° . В свою очередь, это означает, что каждой энергии электронов соответствуют свои величины полярного угла и магнитного поля, изменение одной величины приводит к изменению другой. Например (рис. 7), электроны с энергией 10 МэВ могут быть зарегистрированы при углах $\varphi \sim 80^\circ$ ($B = 0.3$ Тл) и $\varphi \sim 140^\circ$ ($B = 0.7$ Тл) соответственно.

Зависимость средней энергии вторичных электронов от величины магнитного поля и, соответственно, от тока в обмотках СП-3 является пропорциональной. На рис. 8 показаны изменения средней энергии (рис. 8а) и относительного энергетического разрешения (рис. 8б) вторичного электронного пучка от тока магнита СП-3, полученные при регистрации вторичных электронов с помощью CS_2 , при $\Theta \approx 24^\circ$ ($L \approx 25$ см), диаметре K_p 10 мм и медном 2-миллиметровом конвертере разного типа: “конвертор (Cu) + воздух” (1); “воздух” (2); “конвертор (Cu) + воздух” – “воздух” (3).

На рис. 9 представлены типичные зависимости изменения счета совпадений триггерных счетчиков S_1 и S_2 от положения L центра угла поворота вторичных электронов относительно конвертора (диаметр входного отверстия коллиматора в данных измерениях 15 мм). Коллиматор K_p располагался в точке $\Theta = 40^\circ$, относительно которой и происходила процедура определения более точного значения угла Θ сначала поворотом коллиматора K_p “по часовой стрелке”, а затем – “против часовой стрелки”. Фактически зависимость на рис. 9 является ориентационной зависимостью, определяющей максимальную интенсивность при заданных значениях угла отклонения электронов Θ и диамет-

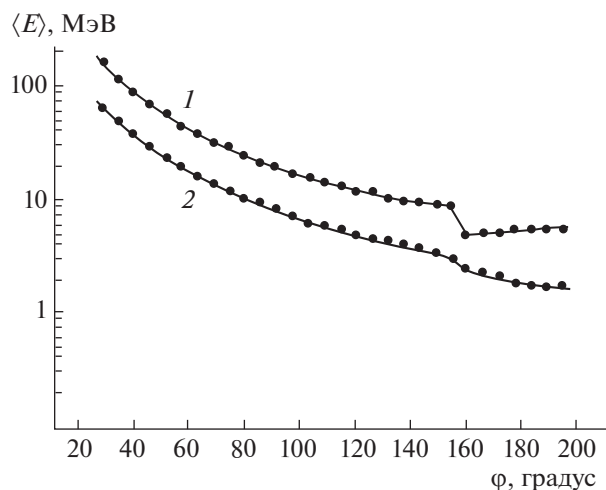


Рис. 7. Модельный расчет по программе GEANT4 зависимости средней энергии вторичных электронов на входной апертуре триггерных счетчиков от величины полярного угла при индукции B магнитного поля СП-3: 0.7 Тл (1), 0.3 Тл (2).

ра коллиматора. Такую зависимость можно определить в любой точке защитной стенки 10 (см. рис. 1), в которой помещается K_p .

На рис. 10 представлены зависимости интенсивности и средней энергии вторичного электронного пучка от толщины свинцового конвертора шириной 5 мм. Электроны регистрировались ЧСПП, расположенным под углом $\Theta \approx 12^\circ$ относительно траектории фотонного пучка с центром угла поворота электронов, находящимся в центре полюсов СП-3. Величина магнитного поля СП-3 была фиксированной и составляла $B = 0.182$ Тл. Расстояние от центра магнита до коллиматора с шириной щели 5 мм и толщиной 7 см составляло 2.06 м. Уменьшение энергии пучка в зависимости от толщины конвертора (рис. 10б) объясняется естественным увеличением ионизационных потерь проконвертировавших электронов (позитронов) в конвертере при увеличении его толщины. Такой эффект наблюдается и в случае медного конвертора [3].

Каждая точка на рисунках 8а и 10б представляет собой среднюю величину энергетического спектра электронов $\langle E \rangle$, зарегистрированных СС, со среднеквадратичным отклонением $\sigma = FWHM/2.35$ (FWHM – полная ширина на половине высоты энергетического спектра). Средняя энергия электронов монотонно меняется при изменении магнитного поля. Точность установки значений индукции магнитного поля составляет не менее ± 0.0001 Тл в диапазоне 0–0.0999 Тл и ± 0.001 Тл в диапазоне от 0.1–1 Тл. Поэтому разброс значений средних энергий электронов на рисунках незначительный [5].

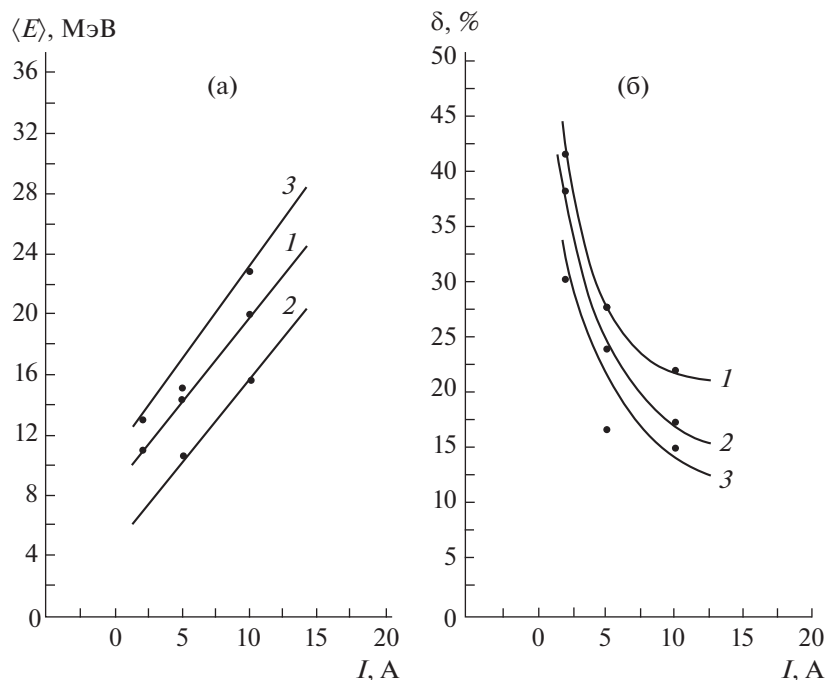


Рис. 8. Зависимости средней энергии (а) и относительного энергетического разрешения (б) вторичного электронного пучка от тока магнита СП-3, полученные с помощью CS_2 , при использовании конверторов разных типов: “медь 2 мм + воздух” (1); “воздух” (2); “медь 2 мм + воздух” – “воздух” (3). Зависимости получены при $\Theta \approx 24^\circ$ ($L \approx 25$ см), диаметр коллиматора K_p 10 мм.

Перед тестированием детектора средняя энергия электронного пучка определяется СС, поэтому ошибка определения средней энергии вторичных электронов оказывается большой. В нее входит ошибка определения энергии электронов самого детектора и ошибки, связанные с типом конвертора. Например, при токе в обмотках СП-3 $I = 20$ А ошибка определения энергии электронов при использовании CS_2 составляет $\sim 11\%$, а ошибки энергетического разброса, связанные с типом конвертора, равны: $\sim 15\%$ при конверторе “воздух” и $\sim 10\%$ при конверторе “медь”.

Тестирование детекторов осуществляется пучком, формируемым конвертором “конвертор + воздух”, поэтому разрешение пучка определяется ошибкой энергетического разброса средней энергии пучка, формируемого уже суммарным конвертором. В приведенном примере она составляет около 18% .

На рис. 11 показана зависимость относительного энергетического разрешения “истинного” вторичного электронного пучка, формируемого системой “медный конвертор–магнитное поле СП-3”, от энергии электронного пучка при диаметре коллиматора 10 мм. Видно, что в пределах энергий пучка 5–100 МэВ разрешение не превышает 10% с тенденцией ухудшения при энергиях менее 5 МэВ.

Надо отметить, что на рис. 2, 8, 9, 10 и 11 линии, описывающие экспериментальные резуль-

таты, проведены для наглядности. Погрешности для полученных значений энергетического разрешения на рис. 8б и 11 определялись процедурой

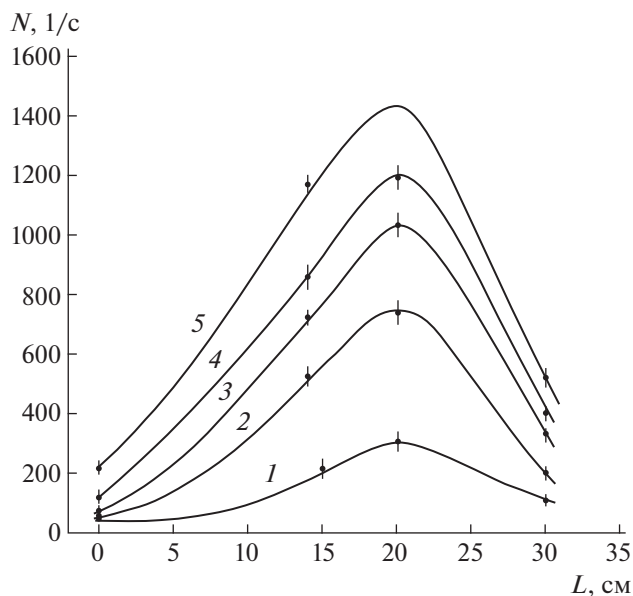


Рис. 9. Зависимости счета совпадений триггерных счетчиков S_1 и S_2 от положения L центра угла отклонения вторичных электронов относительно конвертора при токах питания обмоток магнита СП-3: 1 – 20 А, 2 – 40 А, 3 – 50 А, 4 – 60 А, 5 – 70 А.

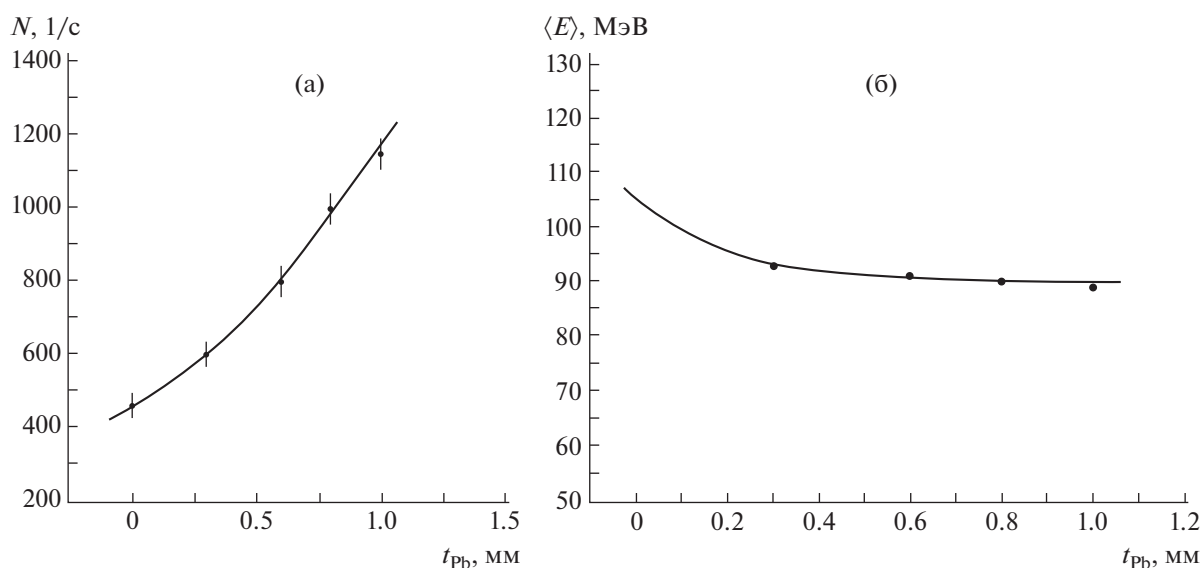


Рис. 10. Зависимости интенсивности (а) и средней энергии (б) вторичного электронного пучка от толщины свинцового конвертора шириной 5 мм.

фитирования энергетических спектров и составили 15–20% от значений, представленных на рисунках. Ошибки значений тока на рис. 2 и 8 составляют около 0.5%.

Так как транспортировка фотонного пучка от выходного окна ускорителя 1 (см. рис. 1) до поглотителя 17 фотонного пучка осуществляется по воздуху, то в экспериментальном зале существует низкоэнергетический фон ($\sim 10^2$ 1/(см² · с)), по-

этому при проведении тестовых исследований детекторов с большими габаритами (например, $50 \times 50 \times 50$ см) применяется дополнительный защитный экран из свинцовых пластин, устанавливаемый вокруг тестируемого детектора.

Таким образом, в предварительных исследованиях характеристик вторичного электронного пучка перед тестированием детекторов при фиксированном значении Θ или положении коллиматора K_p и соответствующем диаметре отверстия коллиматора получают зависимости, представленные на рис. 8 и 9, из которых определяются энергия, энергетическое разрешение и интенсивность вторичного электронного пучка, соответствующие используемому типу конвертора.

Полученный на ускорителе “Пахра” ФИАН на основе магнита СП-3 калибровочный пучок вторичных электронов низких энергий удовлетворяет требованиям, которые необходимы для калибровок детекторов и аппаратуры при низких энергиях электронов, и может быть использован в практической работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leonov A.A., Galper A.M., Topchiev N.P., Bakaldin A.V., Kheimits M.D., Mikhailova A.V., Mikhailov V.V., Suchkov S.I. // Physics of Atomic Nuclei. 2019. V. 82. № 6. P. 855.
<https://doi.org/10.1134/S1063778819660359>
2. Басков В.А., Булычев С.А., Кречетов Ю.Ф., Куликов В.В., Мартеньянов М.А., Мамонов И.А., Семенов А.Ю., Семенова И.А., Тяпкин И.А. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2021. Т. 52. № 4. С. 929.
<https://doi.org/10.1134/S1063779621040110>

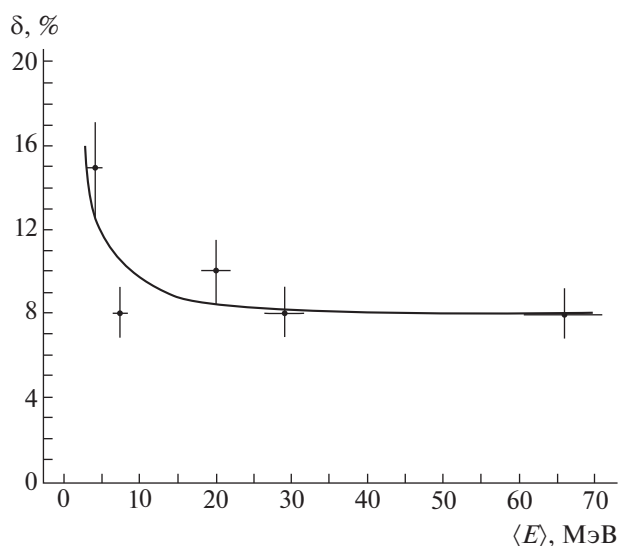


Рис. 11. Зависимость относительного энергетического разрешения “истинного” вторичного электронного пучка, формируемого системой “медный конвертор 2 мм—магнитное поле СП-3”, от средней энергии электронного пучка при коллиматоре $\varnothing 10$ мм.

3. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Павлюченко Л.Н., Полянский В.В., Сидорин С.С. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 1.*
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020162>
4. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Мамонов И.А., Полянский В.В., Сидорин С.С. // Ядерная физика и инжиниринг. 2020. Т. 11. № 5. С. 278.*
<https://doi.org/10.1134/s2079562920040016>
5. *Алексеев В.И., Басков В.А., Варфоломеева Е.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С. // ПТЭ. 2022. № 4.*
<https://doi.org/10.1134/S0032816222040152>
6. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С. // ПТЭ. 2020. № 6. С. 11.*
<https://doi.org/10.31857/S0032816220060014>
7. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Полянский В.В. // КСФ. 2019. № 9. С. 31.*
<https://doi.org/10.3103/S1068335619090057>
8. *Группен К. Детекторы элементарных частиц. Новосибирск: “Сибирский хронограф”, 1999.*

МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НАНОМЕТРОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ДЛИНЫ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СЕНСОРАХ С ПОМОЩЬЮ СЛЕДЯЩЕГО ТАНДЕМНОГО НИЗКОКОГЕРЕНТНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

© 2023 г. П. В. Волков^{а,*}, А. В. Горюнов^а, А. Ю. Лукьянов^а,
Д. А. Семиков^а, А. Д. Тертышник^а

^аИнститут физики микроструктур РАН
Россия, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

*e-mail: volkov@ipmras.ru

Поступила в редакцию 08.11.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 24.01.2023 г.

Предложен метод детектирования изменений длины оптического резонатора, предназначенный для волоконно-оптических сенсоров, построенных по схеме интерферометра Фабри–Перо. Показана возможность детектирования колебаний длины резонатора на субнанометровом уровне в полосе частот 1.5–300 кГц. Чувствительность составила 0.3 нм по среднеквадратичному отклонению. Предложенная схема позволяет надежно выделять высокочастотные колебания на фоне медленных дрейфов длины сенсора, вызванных температурными колебаниями или деформациями.

DOI: 10.31857/S0032816223040067, EDN: SUMVEN

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наблюдается бурное развитие волоконно-оптических сенсоров различных конструкций. Большое распространение получили сенсоры, в которых чувствительным элементом является волоконный резонатор Фабри–Перо [1–3]. При внешнем воздействии в таких сенсорах изменяется оптическая длина резонатора, которая регистрируется различными методами. Широко распространенным методом регистрации является контроль положения минимумов и максимумов в спектре отраженного или прошедшего света [4–6]. В этом случае максимальная частота регистрируемых процессов ограничивается частотой опроса используемого спектрометра и редко превышает десятки кГц.

Регистрация высокочастотных процессов возможна с помощью интерференционных методик [7–9]. В этом случае изменение длины резонатора приводит к изменению интенсивности света на выходе устройства. Основной проблемой такого подхода является настройка рабочей точки резонатора Фабри–Перо в положение максимальной чувствительности и ее удержание в этом состоянии. Основными причинами, приводящими к смещению рабочей точки и искажениям регистрируемого сигнала, являются дрейф оптической длины резонатора и дрейф длины волны источника света. Существуют различные методы борьбы с данным эффектом: подстройка длины

волны лазера [10], методы гомодинной демодуляции [11, 12] и различные методы низкокогерентной интерферометрии [13–15]. Методы низкокогерентной интерферометрии перспективны, так как позволяют вынести измеряемый объект из системы регистрации и измерять характеристики удаленных объектов, соединенных с системой регистрации оптическим волокном.

В данной работе описан метод детектирования малых колебаний с помощью следящего низкокогерентного интерферометра. Метод обладает высокой чувствительностью и широкой полосой приема, подходящей, в том числе, для регистрации акустических колебаний.

Измерительная схема представлена на рис. 1. На ней изображены последовательно соединенные с помощью оптического волокна опорный интерферометр (Int) и резонатор Фабри–Перо (FP), который является чувствительным элементом сенсора. Задача состоит в детектировании быстрых отклонений оптической длины резонатора от исходной длины D .

На фотоприемнике PD формируется сигнал, интенсивность I которого определяется автокорреляционной функцией γ широкополосного источника и разностями хода Δ_1 и $2D$, создаваемыми в опорном интерферометре и в измеряемом резонаторе Фабри–Перо соответственно:

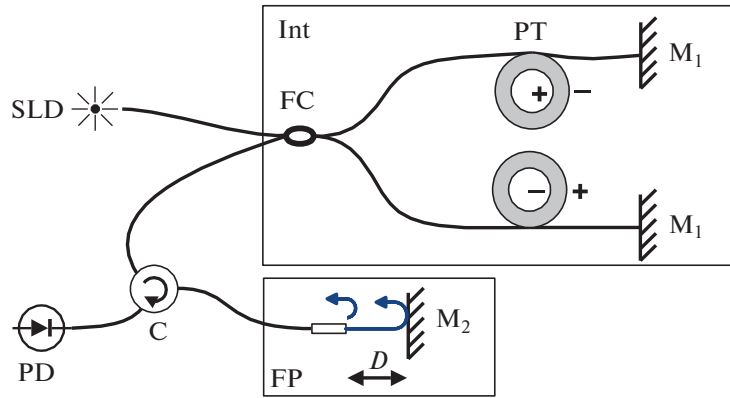


Рис. 1. Схема детектирования: SLD — широкополосный источник света; FC — светоделитель 50 : 50; Int — опорный интерферометр; PT — пьезокерамические катушки с намотанным волокном; M_1 , M_2 — зеркала; C — оптический циркулятор; FP — резонатор Фабри–Перо; PD — фотоприемник; D — оптическая длина чувствительного элемента сенсора.

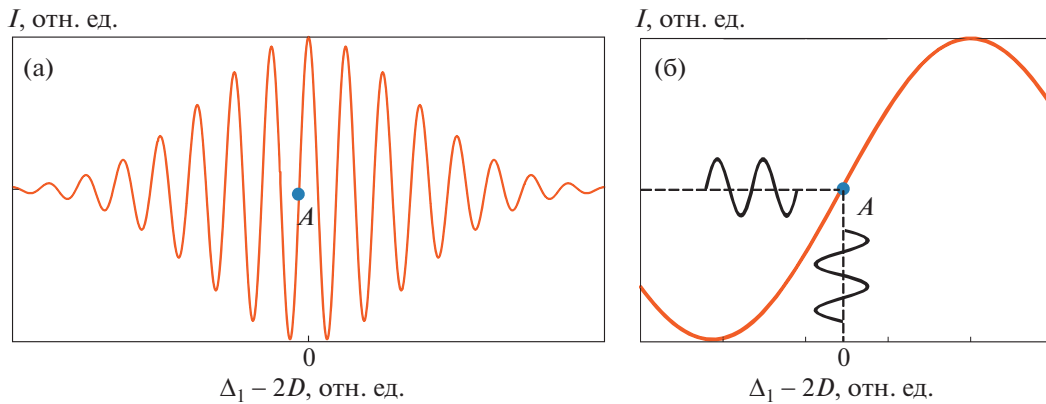


Рис. 2. Интерференционный сигнал: а — его центральная часть; б — увеличенный фрагмент. A — оптимальное положение рабочей точки.

$$I(\Delta_1, D) = I_0(1 + a\gamma(\Delta_1) + b\gamma(2D) + c\gamma(\Delta_1 + 2D) + c\gamma(\Delta_1 - 2D)), \quad (1)$$

где константы a , b и c определяются коэффициентами отражения зеркал интерферометров.

Из формулы (1) следует, что в окрестности $\Delta_1 \approx 2D$ интерференционный сигнал будет иметь вид, приведенный на рис. 2а. Как правило, температурные и деформационные дрейфы имеют характерные частоты ниже 1 кГц, в то время как частоты полезных сигналов в задачах акустоэмиссионной диагностики заметно выше 1 кГц. Поэтому оптическую длину резонатора можно представить в следующем виде:

$$D(t) = D_{low}(t) + D_{high}(t), \quad (2)$$

где $D_{low}(t)$ и $D_{high}(t)$ — низкочастотная и высокочастотная составляющие соответственно.

Если разность хода $\Delta_1(t)$ опорного интерферометра в процессе измерений подстраивать таким образом, чтобы выполнялось условие

$$k(\Delta_1(t) - 2D_{low}(t)) = (\pi/2) \pm \pi n, \quad (3)$$

где n — целое число, то малые высокочастотные колебания длины $D_{high}(t)$ будут приводить к соответствующим колебаниям интенсивности $I(\Delta_1, D)$ на выходе схемы (рис. 2б).

Для постоянного выполнения условия (3) необходимо сформировать сигнал для системы подстройки опорного интерферометра. Введем дополнительную модуляцию разности длин плеч в опорный интерферометр на частоте ω с малой амплитудой B и ошибку системы подстройки $\Delta_{err}(t)$ от оптимальной разности хода Δ_1^* , удовлетворяющей условию (3). Тогда с учетом выражения (3) интерференционный сигнал на выходе примет вид:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(t) &= A \cos[k(\Delta_1^* + \Delta_{err}(t) - 2D_{low}(t) - \\ &\quad - 2D_{high}(t) + B \cos(\omega t))] = \\ &= A \cos[k(\Delta_{err}(t) - 2D_{high}(t) + B \cos(\omega t)) + \pi/2], \end{aligned} \quad (4)$$

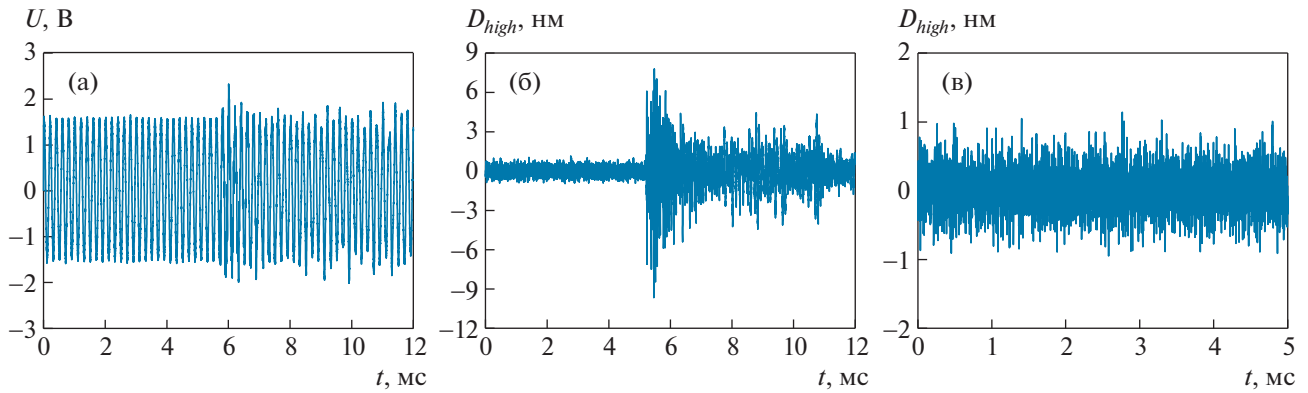


Рис. 3. Сигнал щелчка: а — регистрируемый фотоприемником; б — после ВЧ-фильтрации и нормировки на амплитуду модуляции; в — шумовая дорожка.

где A — константа, определяемая коэффициентами отражения зеркал интерферометров. Учитывая, что $|D_{high}(t)| \ll \lambda$ и $|B| \ll \lambda$, где λ — длина волны света, и используя разложение Якоби—Ангера и известную асимптотику функций Бесселя при малых значениях аргумента $J_i(x) \approx (x/2)^i / \Gamma(i+1)$, запишем выражение для интенсивности с точностью до членов второго порядка малости следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(t) \approx & -A \sin(k\Delta_{err}(t)) ([1 - (kB/2)^2 \cos(2\omega t) + \dots] + \\ & + kD_{high}(t)[2kB \cos \omega t + \dots]) - \\ & - A \cos(k\Delta_{err}(t)) ([kB \cos \omega t + \dots] + 2kD_{high}(t)[1 + \dots]). \end{aligned} \quad (5)$$

Из формулы (5) видно, что амплитуда второй гармоники модуляции $2A(kB/2)^2 \sin(k\Delta_{err}(t))$ может быть использована в качестве управляющего сигнала подстройки опорного интерферометра, поскольку при $\Delta_{err} = 0$ она обращается в ноль. Если рабочая точка находится в оптимальном положении, то регистрируемый оптический сигнал на выходе схемы, согласно формуле (5), будет иметь вид

$$\tilde{I}(t, \Delta_{err} = 0) = -A(kB \cos \omega t + 2kD_{high}(t)). \quad (6)$$

Поскольку частота опорной модуляции известна, ее достаточно легко убрать с помощью полосовой фильтрации, при этом в формуле (6) остается только часть, пропорциональная внешнему воздействию. Поскольку амплитуда вспомогательной модуляции известна и постоянна, ее можно использовать в качестве калибровочного сигнала, позволяющего пересчитать колебания интенсивности оптического сигнала в колебания длины сенсора.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В демонстрационном эксперименте в качестве модели сенсора использовался зазор между торцом оптоволоконна и закрепленным металличе-

ским зеркалом [16]. Подстройка рабочей точки интерферометра и модуляция разности фаз проводились с помощью пьезокерамических катушек, на которые было намотано по 8 м оптоволоконна. Катушки были установлены в плечах интерферометра Майкельсона. Модуляция опорного интерферометра осуществлялась с частотой 5 кГц и амплитудой $\lambda/80$. Детектировались короткие щелчки по креплению зеркала.

На рис. 3а представлен регистрируемый фотоприемником сигнал, в котором присутствуют опорная модуляция и полезный сигнал. Полезный сигнал, представленный на рис. 3б, получен из полного сигнала с помощью цифрового режекторного фильтра с центральной частотой подавления 5 кГц. Абсолютные значения изменения длины резонатора Фабри—Перо были получены нормировкой на амплитуду сигнала модуляции. На рис. 3в приведен крупно участок шумовой дорожки. Ширина полосы приема составляла 300 кГц и ограничивалась сверху исключительно полосой усилителя фотоприемника. Чувствительность составила 0.3 нм по среднеквадратичному отклонению (рис. 3в) в полосе частот 1.5–300 кГц.

В результате медленных дрейфов сенсора и опорного интерферометра, а также воздействия на них низкочастотных вибраций положение рабочей точки смещается из центра линейного участка передаточной функции. Подстройка рабочей точки и удержание ее в оптимальном положении осуществлялись в непрерывном режиме с помощью цепи обратной связи, сигнал которой формировался по амплитуде и фазе второй гармоники модуляции. В спектре полного сигнала, представленного на рис. 4, отсутствуют колебания в диапазоне 0–1.5 кГц, которые подавляет отрицательная обратная связь. Кроме того, в спектре отсутствует вторая гармоника модуляции, что свидетельствует о том, что рабочая точка находится на линейном участке.

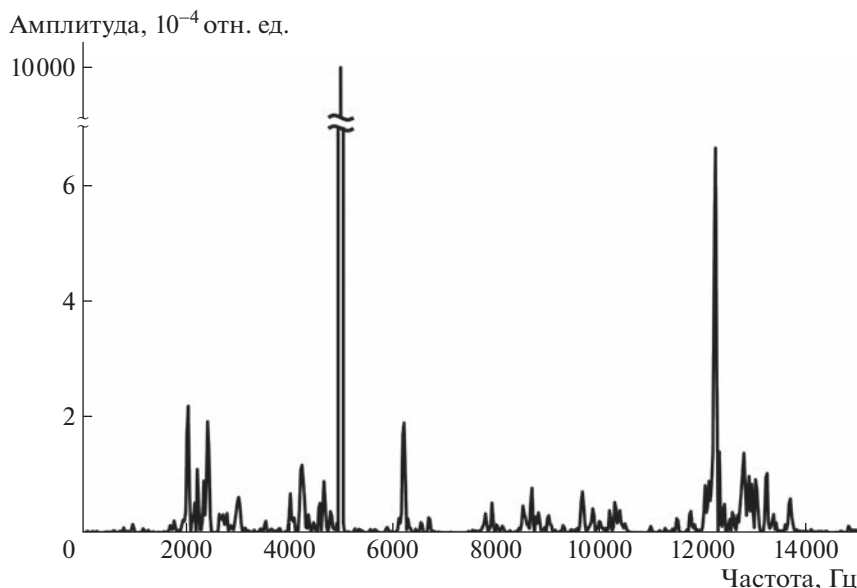


Рис. 4. Спектр регистрируемого фотоприемником сигнала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен метод детектирования изменений длины оптического резонатора, предназначенный для волоконно-оптических сенсоров на основе интерферометра Фабри–Перо. Показана возможность детектирования колебаний длины резонатора на субнанометровом уровне в полосе частот 1.5–300 кГц. Схема позволяет надежно выделить высокочастотные колебания на фоне медленных дрейфов длины сенсора, вызванных деформациями или изменениями температуры, и имеет линейную характеристику. Предложенный подход может быть использован в различных задачах, в частности, для виброакустической диагностики, а также контроля других быстропротекающих процессов. Схема не чувствительна к изменениям интенсивности в результате изгибов оптического волокна и изменениям потерь на разъемах, поскольку полезный сигнал нормируется на амплитуду модуляции. Это позволяет получать абсолютные значения изменения длины резонатора Фабри–Перо. К достоинствам схемы следует отнести относительно низкую стоимость, а также возможность увеличения числа измерительных каналов. Данная схема может быть применена для опроса сенсоров на основе оптических интерферометров различных типов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики микроструктур Российской академии наук (тема № 0030-2021-0023). Использовалось оборудование центра коллективного пользования “Физика и технология микро- и наноструктур” Ин-

ститута физики микроструктур Российской академии наук.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang Z., Liao C., Tang J., Bai Z., Guo K., Hou M., He J., Wang Y., Liu S., Zhang F., Wang Y. // J. Light. Technol. 2017. V. 35. № 18. P. 4067. <https://doi.org/10.1109/JLT.2017.2710210>
2. Ma J., Jin W., Xuan H., Wang C., Ho H.L. // Opt. Lett. 2014. V. 39. № 16. P. 4769. <https://doi.org/10.1364/OL.39.004769>
3. Liu Q., Jing Z., Liu Y., Li A., Xia Z., Peng W. // Opt. Express. 2019. V. 27. № 26. P. 38191. <https://doi.org/10.1364/OE.381197>
4. Yu H., Luo Z., Zheng Y., Ma J., Li Z., Jiang X. // J. Light. Technol. 2019. V. 37. № 10. P. 2261. <https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2901845>
5. Tosi D. // J. Light. Technol. 2016. V. 34. № 15. P. 3622. <https://doi.org/10.1109/JLT.2016.2575041>
6. Yang Y., Wang Y., and Chen K. // Opt. Express. 2021. V. 29. № 5. P. 6768. <https://doi.org/10.1364/OE.415750>
7. Digonnet M.J.F., Akkaya O.C., Kino G.S., Solgaard O. // Imaging Applied Optics Technical Digest. 2012. Stu3F. 1. <https://doi.org/10.1364/SENSORS.2012.Stu3F.1>
8. Zhou C., Letcher S.V., Shukla A. // The J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 98. № 2. P. 1042. <https://doi.org/10.1121/1.413669>
9. Akkaya O.C., Akkaya O., Digonnet M.J.F., Kino G.S., Solgaard O. // J. Microelectromechanical Syst. 2012. V. 21. № 6. P. 1347. <https://doi.org/10.1109/JMEMS.2012.2196494>
10. Kilic O., Digonnet M., Kino G., Solgaard O. // Meas. Sci. Technol. 2007. V. 18. № 10. P. 3049. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/18/10/S01>

11. *Dandridge A., Tveten A., Giallorenzi T.* // IEEE J. Quantum Electron. 1982. V. 18. № 10. P. 1647.
12. *Wang L., Zhang M., Mao X., Liao Y.* // Interferometry XIII: Techniques and Analysis. 2006. V. 62921E. <https://doi.org/10.1117/12.678455>
13. *Chen K., Yu Z., Gong Z., Yu Q.* // Opt. Lett. 2018. V. 43. № 20. P. 5038. <https://doi.org/10.1364/OL.43.005038>
14. *Volkov P., Semikov D., Goryunov A., Luk'yanov A., Tertyshnik A., Vopilkin E., Krayev S.* // Sensors Actuators A: Phys. 2020. V. 316. P. 112385. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2020.112385>
15. *Volkov P., Goryunov A., Luk'yanov A., Tertyshnik A., Baidakova N., Luk'yanov I.* // Optik. 2013. V. 124. № 15. P. 1982. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2012.06.043>
16. *Volkov P., Lukyanov A., Goryunov A., Semikov D., Vopilkin E., Kraev S., Okhapkin A., Tertyshnik A., Arkhipova E.* // Sensors. 2021. V. 21. № 21. P. 7343. <https://doi.org/10.3390/s21217343>

МЕТОДИКА ОПЕРАТИВНОГО КОНТРОЛЯ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ
ОШИБОК ПРИ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ МАГНИТНОГО КРУГОВОГО
ДИХРОИЗМА В ОТРАЖЕННОМ СВЕТЕ© 2023 г. Ю. В. Маркин^{а,*}, З. Э. Кунькова^а^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал
Россия, 141120, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: markin@fireras.su

Поступила в редакцию 09.11.2022 г.

После доработки 20.12.2022 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Описана методика оперативного контроля достоверности данных спектроскопии магнитного кругового дихроизма в отраженном свете, основанная на измерении полярного магнитооптического эффекта Керра при нормальном падении света на образец с использованием метода фазовой модуляции световой волны с помощью фотоупругого модулятора. Представленная методика предполагает в процессе сканирования по спектру измерение амплитуд сигналов на “нулевой” ($V_{\perp}$) и удвоенной (V_{2f}) частотах f фазовой модуляции в скрещенных поляризаторах. При этих измерениях постоянство отношения $V_{2f}/V_{\perp}$ во всем спектральном диапазоне является подтверждением достоверности данных спектроскопии. Выполнен анализ возможных инструментальных погрешностей, приводящих к искажению формы регистрируемого спектра. Работоспособность и эффективность методики иллюстрируется на примере измерения спектра магнитного кругового дихроизма пленки MnAs.

DOI: 10.31857/S0032816223040031, EDN: SUKMVE

Спектроскопия магнитного кругового дихроизма в проходящем свете (transmission magnetic circular dichroism – TMCD) – эффективный метод диагностики и изучения магнитных материалов, позволяющий регистрировать возникновение магнетизма, получать информацию об электронном спектре и магнитном состоянии, а также выявлять наличие вторичных магнитных фаз. Физической основой эффекта TMCD является различие в поглощении образцом света с левой и с правой круговыми поляризациями, которое индуцируется магнитным полем, ориентированным параллельно направлению распространения света. Область применения TMCD-спектроскопии ограничена изучением прозрачных или тонких слоев и структур на прозрачных подложках. Но поскольку все магнитооптические эффекты связаны с одними и теми же недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, особенности, присутствующие в спектре TMCD, наблюдаются в спектрах и других магнитооптических эффектов при близких значениях энергии. Это позволяет использовать для изучения непрозрачных объектов спектроскопию магнитного кругового дихроизма в отраженном свете (reflectance magnetic circular dichroism – RMCD).

Спектроскопия RMCD базируется на методике измерения полярного магнитооптического эффекта Керра при нормальном падении поляризованного монохроматического излучения на поверхность образца [1–5]. Величина эффекта определяется отношением $\Delta R/R$. Здесь $\Delta R = R_L - R_R$, $R = \frac{R_L + R_R}{2}$, где R_L и R_R – коэффициенты отражения света левой и правой круговыми поляризациями соответственно.

Величина RMCD обычно мала: $\Delta R/R \sim 10^{-5} - 10^{-3}$. Измерение столь малых сигналов требует использования модуляционной методики. Для этой цели широко применяется метод модуляции фазовой задержки выбранной компоненты $\mathbf{E}_e$ линейно поляризованной световой волны $\mathbf{E}$ ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_e + \mathbf{E}_o$) по гармоническому закону:

$$\delta(t) = \delta_0 \sin(\omega_{\text{PEM}} t), \quad (1)$$

в основе которого лежит использование фотоупругого модулятора, представляющего собой “переменную” фазовую пластинку: $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_e \cdot e^{i\delta(t)} + \mathbf{E}_o$ [1–6]. Здесь δ_0 и ω_{PEM} – амплитуда и частота фазовой модуляции соответственно, t – время, i –

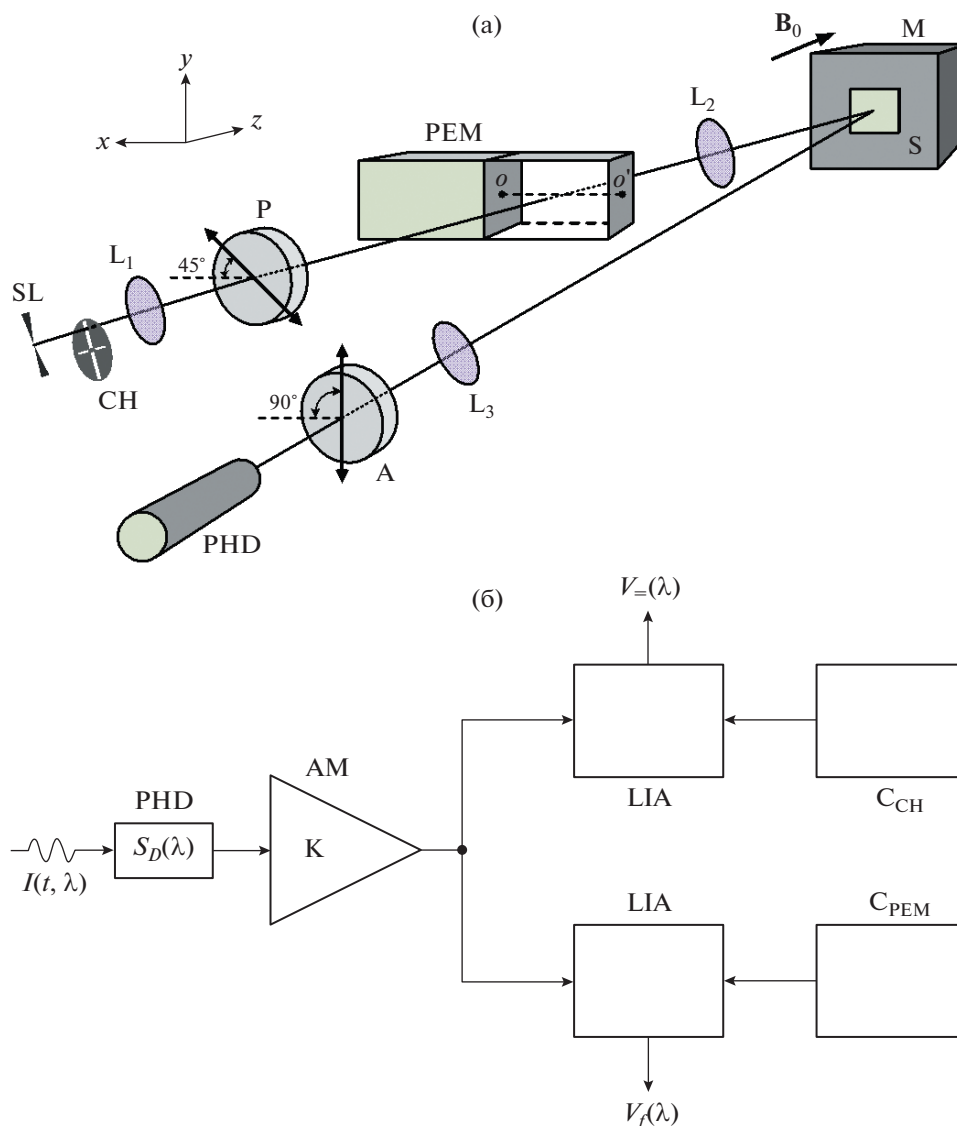


Рис. 1. Блок-схема оптической (а) и электронной (б) частей RMCD-спектрометра. SL – выходная щель монохроматора, CH – механический прерыватель, L_1 – L_3 – линзы, P – поляризатор, PEM – фотоупругий модулятор, S – образец, M – постоянный магнит, A – анализатор, PHD – фотоэлектрический приемник, AM – предусилитель, LIA – синхронный усилитель, C_{CH} – контроллер дискового прерывателя, C_{PEM} – контроллер фотоупругого модулятора, B_0 – внешнее магнитное поле.

мнимая единица. Главным преимуществом этого метода по сравнению с другими [7, 8] является непосредственное измерение отношения $\Delta R/R$.

На рис. 1а приведена оптическая часть блок-схемы установки для регистрации полярного эффекта Керра, реализующая принцип фазовой модуляции [1, 4]. Вышедший из монохроматора (на рисунке не показан) световой луч падает нормально на линейный поляризатор P, ось пропускания которого ориентирована относительно осей $\{x, y\}$ под углом $\alpha = 45^\circ$. За поляризатором расположен фотоупругий модулятор PEM, оптическая ось OO' которого ориентирована горизон-

тально. Прошедшее модулятор излучение падает на поверхность образца S под углом, близким к нормальному. Типичные значения угла падения составляют примерно 4° – 5° . Образец помещен в постоянное магнитное поле, вектор индукции B_0 которого перпендикулярен освещаемой поверхности. Отраженный от образца луч света проходит через линейный анализатор A, ось пропускания которого ориентирована вдоль оси y. За анализатором расположен фотоэлектрический приемник светового излучения PHD.

Для получения спектров RMCD из экспериментальных данных необходима связь интенсив-

ности принимаемого фотоприемником излучения с величиной $\Delta R/R$. Поскольку энергия световой волны пропорциональна квадрату амплитуды электрического поля, отношение $\Delta R/R$ определяется выражением

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{2} \frac{|r_-|^2 - |r_+|^2}{|r_-|^2 + |r_+|^2}, \quad (2)$$

где комплексные коэффициенты Френеля $r_+ = |r_+| \exp(i\psi_+)$ и $r_- = |r_-| \exp(i\psi_-)$ описывают отражение от поверхности магнетика волн правой и левой круговых поляризаций соответственно. Согласно работам [1, 2, 5], с учетом системы координат, приведенной на рис. 1а, интенсивность света, падающего на фотоприемник, равна

$$I(t, \lambda) = I_0(\lambda) \left[1 + \frac{\Delta R}{R} J_1(\delta_0) \sin(\omega_{\text{РЕМ}} t) \right], \quad (3)$$

где $I_0(\lambda)$ — эффективная спектральная плотность светового излучения, в которой присутствуют не зависящие от времени параметры оптической системы, λ — длина волны излучения, J_1 — функция Бесселя первого порядка, $R = (|r_-|^2 + |r_+|^2)/2$, $|r_-|^2 = R_L$, $|r_+|^2 = R_R$ ¹.

Из выражения (3) следует, что спектроскопия RMCD требует измерения двух электрических сигналов, пропорциональных амплитудам соответствующих слагаемых в выражении для полной интенсивности $I(t, \lambda)$ [1, 2, 5]:

$$V_=(\lambda) \propto I_0(\lambda) \quad (4)$$

и

$$V_f(\lambda) \propto I_0(\lambda) J_1(\delta_0) \frac{\Delta R}{R}. \quad (5)$$

Для синхронного измерения $V_=(\lambda)$ и $V_f(\lambda)$ используется двойная модуляция интенсивности света, которая реализуется с помощью дискового прерывателя с частотой модуляции ω_0 и фотоупругого модулятора с частотой модуляции $\omega_{\text{РЕМ}}$ (рис. 1а) [1–3, 5] с последующим выделением полезных сигналов методом синхронного детектирования. Блок-схема (рис. 1б) иллюстрирует принцип измерения этих сигналов. Сигнал с выхода фотоприемника PHD, пропорциональный произведению $I(t, \lambda) S_D(\lambda)$ (где $S_D(\lambda)$ — спектральная чув-

ствительность фотоприемника), поступает на вход предусилителя АМ с коэффициентом усиления K . Выходной сигнал $V(t, \lambda) \propto I(t, \lambda) S_D(\lambda) K$ с предусилителя поступает на входы синхронных усилителей LIA. Контроллеры $C_{\text{СН}}$ и $C_{\text{РЕМ}}$ вырабатывают для синхронных усилителей опорные импульсы с частотами $f_0 = 2\pi\omega_0$ и $f = 2\pi\omega_{\text{РЕМ}}$, что позволяет с помощью соответствующих LIA демодулировать из $V(t, \lambda)$ полезные сигналы $V_=(\lambda) \propto I_0(\lambda) S_D(\lambda) K$ и $V_f(\lambda) \propto I_0(\lambda) S_D(\lambda) K J_1(\delta_0) (\Delta R/R)$. Отношение

$$\frac{V_f(\lambda)}{V_=(\lambda)} \propto \frac{\Delta R}{R} \quad (6)$$

дает спектр RMCD [1, 2, 5] при сохранении условия пропорциональности (6) во всем диапазоне длин волн. Отклонение от этого условия, которое может быть вызвано инструментальными ошибками в схеме измерения, приводит к изменению формы измеряемого спектра RMCD.

Выделяют следующие основные виды погрешностей, приводящие к нарушению условия пропорциональности (6).

1. В большинстве случаев фотоприемник является датчиком с токовым выходом, и регистрация фототока на нагрузочном сопротивлении R_L существенно упрощает измерительную схему. Однако частоты модуляции светового потока f_0 и f по порядку величин сильно различаются. Если f_0 обычно составляет несколько сотен герц, то частота фазовой модуляции $f = 50$ кГц [1–3, 5, 6]. Для больших значений $R_L \sim 10^4$ – 10^6 Ом при $f = 50$ кГц амплитуда и форма регистрируемого сигнала существенно искажаются [4, 9–11], так как на таких частотах реальная нагрузка представляет собой параллельное соединение R_L и C_{coax} (C_{coax} — емкость кабеля, соединяющего выход фотоприемника с R_L [11]), т.е. нагрузка является RC-делителем для переменного фототока.

2. Спектральная характеристика $S_D(\lambda)$ реального полупроводникового фотоприемника может зависеть от временных характеристик светового излучения [4]. Например, спектральная характеристика кремниевого фотодиода на частоте модуляции ω_0 совпадает со стационарной, но на частоте фазовой модуляции $\omega_{\text{РЕМ}}$, в области длин волн $\lambda \geq 800$ нм, наблюдается ее заметное расхождение со статической характеристикой $S_D(\lambda)$ [11]. Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) лишен этого недостатка. Однако для ФЭУ с боковым расположением входного окна (side-on type) наблюдается зависимость его спектральной характеристики от состояния поляризации света, падающего на фотокатод [12].

¹ Выражение (3) получено с помощью разложения в ряд Фурье функции $\cos[\delta_0 \sin(2\omega_{\text{РЕМ}} t)]$ с учетом условий $\Delta R \ll 1$ и $\Delta\psi = \psi_- - \psi_+ \ll 1$. Поскольку нас интересует величина $\Delta R/R$, вторая гармоника в разложении, пропорциональная $\Delta\psi$, не записывается.

3. В процессе сканирования по длинам волн предполагается, что амплитуда δ_0 фазовой модуляции (1) поддерживается постоянной. Производитель гарантирует хорошую калибровку современных фотоупругих модуляторов [13]. Тем не менее возможно отклонение от соотношения (1), и модуляция состояния поляризации света с помощью фотоупругого модулятора будет проходить по более сложному закону [1, 5, 14–16]:

$$\delta(t, \lambda) = \delta_s(\lambda) + \delta_0(\lambda) \sin(\omega_{\text{PEM}} t), \quad (7)$$

где $\delta_s(\lambda)$ – статическая разность фаз между обычным и необыкновенным лучами. В этой ситуации условие (6) нарушается [1, 5, 14, 16].

4. Погрешности в настройках оптической и электронной схем измерений, немонохроматичность светового потока, т.е. наличие в нем постоянного фоновое излучения, уменьшение чувствительности измерительной схемы при малых интенсивностях светового потока также приводят к нарушению соотношения пропорциональности (6).

Отмеченные инструментальные погрешности недопустимы, так как при их наличии спектрокопия RMCD становится физически некорректной. Ошибки первого и второго видов можно устранить, используя широкополосный преусилитель и соответствующий фотоприемник, например ФЭУ с торцевым входным окном (end-on type) [11]. Устранение погрешностей третьего вида возможно только с помощью предварительной калибровки измерительной схемы [1, 5, 13, 14] и дальнейшего периодического контроля сохранения условия пропорциональности (6). Отметим, что обычно калибровка и контроль проводятся либо без образца по линейной схеме P–PEM–A–PHD [13], либо при замене образца на зеркало [1, 5].

Отсутствие четвертого вида ошибок можно проконтролировать только с помощью непосредственной проверки соблюдения условия (6). Таким образом, перед проведением измерений RMCD-спектров необходимо выполнить процедуру контроля сохранения условия пропорциональности (6) в исследуемом диапазоне длин волн.

Предлагаемый в работах [1, 5, 13, 14] процесс предварительного контроля с возможной дальнейшей калибровкой делает RMCD-спектрокопию более трудоемкой², а пренебрежение проверкой выполнения условия (6) ставит вопрос о достоверности полученных данных. Покажем, что при измерениях в скрещенных поляризаторах возможна RMCD-спектрокопия с параллельным оперативным контролем выполнения условия (6).

Пусть азимут α поляризатора остается прежним, а ось пропускания анализатора установим под углом $\gamma = 45^\circ$ относительно осей $\{x, y\}$ (скрестив с поляризатором). Интенсивность света, падающего на фотоприемник, определяется формулой [1, 5]:

$$I(t, \lambda) = I_0(\lambda) \left[1 + J_0(\delta_0) + \frac{\Delta R}{R} J_1(\delta_0) \sin(\omega_{\text{PEM}} t) + 2J_2(\delta_0) \cos(2\omega_{\text{PEM}} t) \right], \quad (8)$$

где J_0 и J_2 – функции Бесселя нулевого и второго порядков соответственно. За исключением дополнительного слагаемого $(\Delta R/R) J_1(\delta_0) \sin(\omega_{\text{PEM}} t)$, полученное соотношение совпадает с выражением для случая отражения света от идеальной зеркальной поверхности в отсутствие фазовой анизотропии [17]. Это обстоятельство позволяет проводить калибровку оптической схемы без замены образца на зеркало с использованием методов, представленных в работе [13]. Кроме того, при отсутствии инструментальных погрешностей

$$\frac{V_{2f}(\lambda)}{V_=(\lambda)} = \text{const}, \quad (9)$$

где $V_{2f}(\lambda)$ – амплитуда сигнала на второй гармонике. Следовательно, неизменность отношения (9) при сканировании по длинам волн влечет за собой автоматическое выполнение условия пропорциональности (6) в процессе RMCD-спектрокопии. Таким образом, в схеме измерения полярного эффекта Керра в скрещенных поляризаторах синхронная регистрация сигналов на частотах f_0 , f и $2f$ позволяет реализовать RMCD-спектрокопию с параллельным контролем соблюдения критерия (9), выполнение которого будет свидетельствовать о достоверности полученных результатов. Это упрощает организацию эксперимента и настройку измерительной системы.

Представленная методика RMCD-спектрокопии подразумевает использование в схеме измерения дополнительного LIA, необходимого для демодуляции сигнала $V_{2f}(\lambda)$. Однако можно применить упрощенную схему (рис. 1б): в заданном диапазоне сканирования ($\lambda_{\min}, \lambda_{\max}$) вначале измерять сигналы $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ при развертке длины волны, например, в сторону меньших значений; в конце этих измерений проверить критерий (9), и при его выполнении записать RMCD-спектр при обратном ходе развертки по λ .

При такой последовательной схеме проведения измерений с использованием двух LIA возможна RMCD-спектрокопия без анализатора. В этом случае выражение (3) сохраняется [2], вместе с тем точность измерений повышается. Дей-

² Процесс калибровки, представленный в работах [1, 5], выполняется при введении в схему дополнительных оптических элементов, что усложняет процедуру настройки измерительной системы.

ствительно, при удалении анализатора из оптической схемы в два раза увеличивается интенсивность света, падающего на входное окно ФЭУ. Это особенно важно для тех областей спектра, где интенсивность монохроматического излучения сравнима с интенсивностью фонового излучения.

Проиллюстрируем работоспособность и эффективность предлагаемой методики результатами измерений спектра RMCD для ферромагнитного образца MnAs. Исследуемый образец размещался на поверхности SmCo-магнита, представляющего собой куб с длиной ребра 35 мм. Образец размещался в центре грани магнита, для которой вектор магнитной индукции $\mathbf{B}_0$ направлен нормально. Величина магнитного поля у поверхности грани равна 5.67 кГс. Все измерения проводились при комнатной температуре в автоматическом режиме.

Первичным источником излучения являлась галогенная лампа накаливания мощностью 150 Вт и напряжением накала 15 В. Источником монохроматического излучения служил монохроматор SPM-2, развертка которого по длинам волн и считывание меток шкалы были автоматизированы. Двойная модуляция интенсивности света была реализована с помощью оптического модулятора SR540 и фотоупругого модулятора PEM-100 с оптической головкой IFS50. В качестве поляризатора и анализатора использовались призмы Глана–Тейлора. В оптической схеме применялись линзы L_1 – L_3 из оптического стекла. Приемником оптического излучения служил ФЭУ Hamamatsu R374 с электрическим разъемом Hamamatsu D-Type Socket Assemblies E990-501.

Для измерения переменного фототока с выхода ФЭУ был изготовлен преобразователь ток–напряжение с коэффициентом преобразования $2 \cdot 10^4$ В/А и полосой пропускания 500 кГц на основе операционного усилителя AD8656. Демодуляция сигналов $V_{\pm}(\lambda)$ и либо $V_f(\lambda)$, либо $V_{2f}(\lambda)$ осуществлялась аналоговым фазочувствительным нановольтметром UNIPAN 232P и цифровым синхронным усилителем SR830 соответственно. Контроллер PEM-100 имеет два выхода для опорных каналов LIA: на частотах f и $2f$. Благодаря этому измерение сигналов $V_f(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ выполнялось переключением входа опорного канала SR830 с одной частоты на другую. Для автоматизации измерений аналоговый выход UNIPAN 232P был соединен со входом цифрового мультиметра Keithley 2000. Программное обеспечение для управления измерительными приборами и устройствами сопряжения, а также для сбора и ввода в компьютер экспериментальных данных реализовано с помощью языка C++ в среде программирования Qt [18].

Вначале выполнялась проверка критерия (9) в области длин волн 400–800 нм. На рис. 2 приведены результаты измерений. Видно, что нормиро-

ванные на величины своих максимумов амплитуды $V_{\pm}(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ совпадают, а эффективное относительное отклонение Δ_{dev} отношения (9) этих нормированных сигналов от единицы не превышает 2.5% во всем диапазоне длин волн. Отношение максимальных амплитуд $V_{2f}^{\max}/V_{\pm}^{\max} \approx 0.58$, что примерно на 18% выше, чем значение функции Бесселя J_2 при установленной амплитуде фазовой задержки $\delta_0 = 0.383\lambda$ ($J_2(\delta_0) \approx 0.49$). Для устранения этого расхождения обычно вводят поправочный коэффициент [1, 2, 5, 14], однако при RMCD-спектроскопии важна не амплитуда $\Delta R/R$, а энергетическое положение особых точек на спектральной кривой.

Интересно оценить влияние немонохроматичности светового пучка и погрешностей в настройке оптической схемы на величину Δ_{dev} . На рис. 3 приведены зависимости $\Delta_{dev}(\lambda)$ при различной ширине выходной щели d_{sl} монохроматора, а на рис. 4 – амплитуды $V_{\pm}(\lambda)$, $V_{2f}(\lambda)$ и эффективное относительное отклонение Δ_{dev} при отклонении азимута анализатора на 5° относительно его первоначального положения $\gamma = 45^\circ$. Согласно рис. 3, с уменьшением степени монохроматичности смещение кривых $\Delta_{dev}(\lambda)$ не слишком велико, при этом, как и на рис. 2, наблюдается хорошее совпадение нормированных кривых $V_{\pm}(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ для всех значений d_{sl} . Небольшой рост значений Δ_{dev} в коротковолновой области обусловлен паразитным (рассеянным в монохроматоре) излучением. Действительно, интенсивность теплового излучения галогенной лампы резко падает при сканировании в ультрафиолетовой области спектра. Это приводит к уменьшению чувствительности электронной схемы даже при максимальном токовом режиме галогенной лампы (т.е. при токе накала $i_{gl} \approx 10$ А). С другой стороны, при использовании монохроматора с лампой накаливания в качестве источника излучения всегда возникает проблема рассеянного света, который “загрязняет” монохроматический пучок, выходящий из прибора. Количество рассеянного света может быть невелико, но при малых интенсивностях полезного светового сигнала эти небольшие “загрязнения” могут приводить к большим ошибкам измерений [19]. В этом случае для борьбы с рассеянным светом следует применять отсекающие светофильтры. Плавное нарастание Δ_{dev} в длинноволновой области также можно связать с рассеянным излучением, поскольку здесь падает чувствительность ФЭУ. Однако величина $\Delta_{dev} < 5\%$ ³ и хорошее совпадение нормированных спектральных

³ Производитель гарантирует точность калибровки PEM-100 ≤ 5% [13].

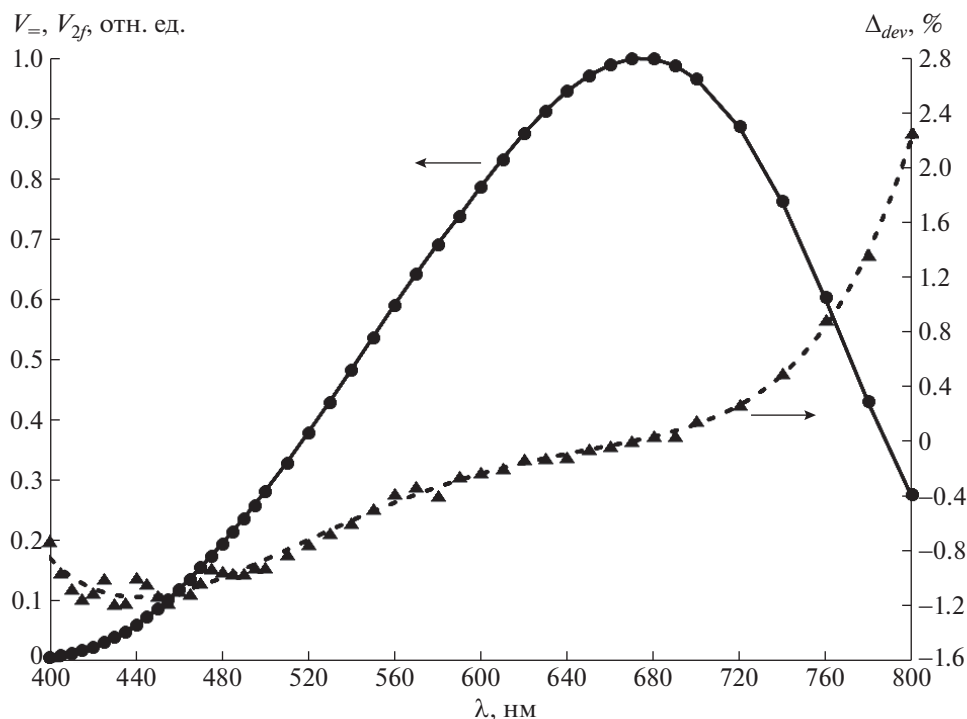


Рис. 2. Спектральные зависимости амплитуд сигналов $V_{\pm}(\lambda)$ (сплошная кривая) и $V_{2f}(\lambda)$ (круглые точки), нормированные на свои максимумы $V_{\pm}^{\max} \approx 74.79$ мВ и $V_{2f}^{\max} \approx 43.46$ мВ соответственно, а также зависимость эффективного относительного отклонения $\Delta_{dev}(\lambda) = (V_{2f}(\lambda)/V_{\pm}(\lambda))(V_{\pm}^{\max}/V_{2f}^{\max}) - 1$ (треугольные точки). Штриховая кривая – результат полиномиальной регрессии массива данных, представленного треугольными точками. Ток накала галогенной лампы $i_{gl} = 10.3$ А, напряжение на ФЭУ $V_{\text{РМТ}} \approx -923$ В, ширина входной/выходной щелей монохроматора $d_{sl} = 0.1$ мм, $f_0 = 227$ Гц, $\delta_0 = 0.383\lambda$ (при этом значении δ_0 функция Бесселя $J_0(\delta_0) = 0$ [15]).

кривых $V_{\pm}(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ свидетельствуют в пользу выполнения критерия (9). Это обстоятельство позволяет без существенной потери точности измерений проводить RMCD-спектроскопию при больших значениях ширины щели d_{sl} в области длин волн, где мала интенсивность монохроматического излучения.

Иное поведение демонстрирует кривая $\Delta_{dev}(\lambda)$, полученная при нарушении взаимной ориентации поляризационных элементов оптической схемы (рис. 4). Несмотря на малое значение ширины входной/выходной щелей монохроматора ($d_{sl} = 0.1$ мм) и хорошее совпадение нормированных кривых $V_{\pm}(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$, наблюдается резкое нарастание Δ_{dev} на левом краю спектра, т.е. в области низкой интенсивности монохроматического света. Из сопоставления рис. 3 и 4 следует, что с ростом d_{sl} ожидается дальнейшее увеличение Δ_{dev} в этой области длин волн. Отсюда следует, что погрешности в настройке оптической схемы приводят к существенным ошибкам, особенно при малых интенсивностях светового потока $I(t, \lambda)$.

Влияние фонового излучения на степень достоверности результатов RMCD-спектроскопии оценивалось в области длин волн 360–400 нм, где интенсивность $I(t, \lambda)$ мала. Вначале без использования отсекающего светофильтра измерялись сигналы $V_{\pm}(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ при следующих параметрах: $i_{gl} = 10.3$ А, $V_{\text{РМТ}} \approx -996$ В ($V_{\text{РМТ}}$ – напряжение на ФЭУ), $d_{sl} = 0.75$ мм, $f_0 = 227$ Гц, $\delta_0 = 0.383\lambda$. Результаты измерений представлены на рис. 5а. Далее непосредственно перед входным окном ФЭУ устанавливался отсекающий светофильтр УФС-6, а к выходу преобразователя ток–напряжение подключался предусилитель SR552 с коэффициентом усиления $G = 100$. После этого проводились повторные измерения при $i_{gl} = 9.7$ А, $V_{\text{РМТ}} \approx -968$ В, $d_{sl} = 0.7$ мм, $f_0 = 227$ Гц и $\delta_0 = 0.383\lambda$ (рис. 5б). С уменьшением длины волны интенсивность монохроматического излучения падает (рис. 5а). Поскольку при изменении λ фоновое излучение не меняется, значительное увеличение отклонения Δ_{dev} при сканировании в коротковол-

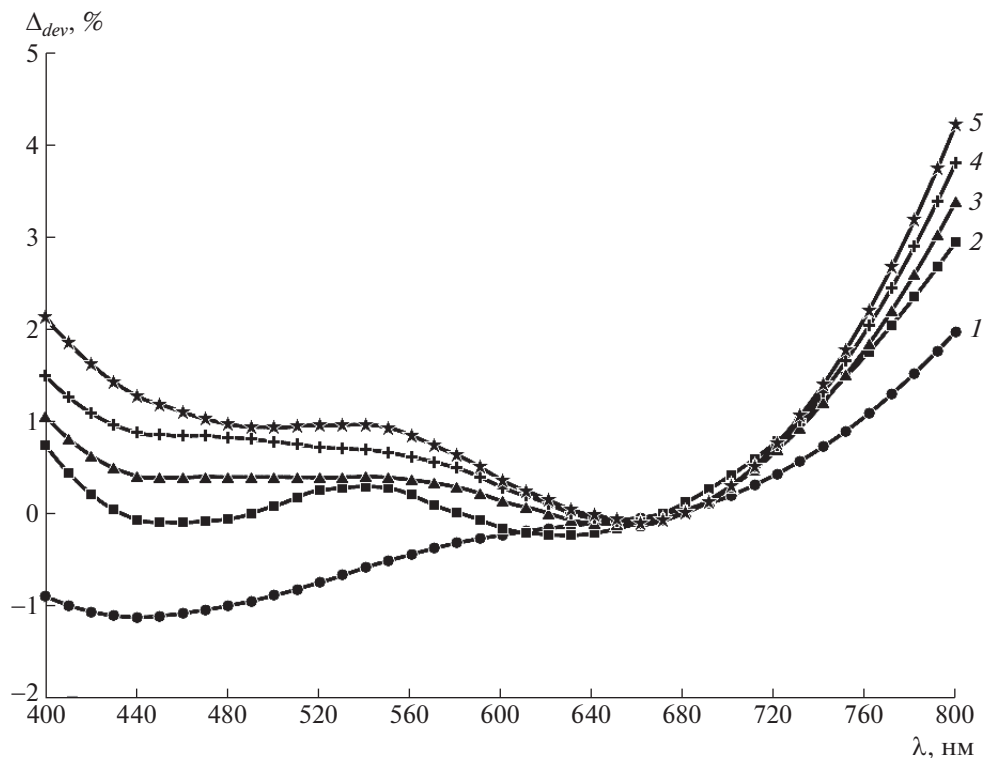


Рис. 3. Влияние степени монохроматичности светового пучка на спектральную зависимость $\Delta_{dev}(\lambda)$ при различных значениях d_{sl} : 0.1 (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.4 (4), 0.5 мм (5). Кривая 1 соответствует $\Delta_{dev}(\lambda)$ на рис. 2. Для остальных кривых параметры i_{gl} и V_{PMT} подбирались из условия $0.3 \leq V_{\text{ср}}^{\text{max}} \leq 0.4$ В.

новую область обусловлено рассеянным светом. Использование отсекающего светофильтра уменьшает влияние фоновой подсветки. Изменение отклонения $\Delta_{dev}(\lambda)$ мало во всем диапазоне измерений за исключением краевых точек (рис. 5б).

Измерения RMCD-спектра проводились без использования анализатора, при этом область измерений была разбита на три поддиапазона: 360–400 нм (коротковолновый), 400–500 нм (средний) и 500–800 нм (длинноволновый). С целью обеспечения максимальной чувствительности измерений для каждого поддиапазона выбирались свои значения тока i_{gl} лампы накаливания и напряжения V_{PMT} на ФЭУ. Для среднего поддиапазона эти параметры были таковы: $i_{gl} = 9.9$ А, $V_{PMT} \approx -865$ В. Для длинноволнового поддиапазона $i_{gl} = 7.7$ А, $V_{PMT} \approx -833$ В. Ширина щелей для обоих поддиапазонов $d_{sl} = 0.2$ мм. Измерения RMCD-спектра в коротковолновом диапазоне были выполнены без применения отсекающего светофильтра и со светофильтром УФС-6. В отсутствие светофильтра измерения проводились в диапазоне длин волн 360–400 нм при $i_{gl} = 10.2$ А,

$V_{PMT} \approx -990$ В, $d_{sl} = 0.75$ мм. Эксперимент с отсекающим светофильтром был выполнен в диапазоне 364–395 нм при $i_{gl} = 9.8$ А, $V_{PMT} \approx -994$ В, $d_{sl} = 0.7$ мм. При этом для увеличения чувствительности использовался предусилитель SR552 с коэффициентом усиления $G = 100$, который подключался к выходу преобразователя ток–напряжение. Остальные параметры для всех поддиапазонов были постоянными: $f_0 = 227$ Гц, $\delta_0 = 0.293\lambda$ (значение, соответствующее максимуму функции Бесселя $J_1(\delta_0)$ [2]).

Результаты измерений объединялись в два массива присоединением к среднему и длинноволновому спектрам соответствующих спектров для коротковолновых поддиапазонов 360–400 нм и 364–395 нм. На рис. 6 представлена зависимость величины $\Delta R/R$ от энергии фотонов для тестового образца MnAs. Выполнение критерия (9) в диапазоне длин волн 400–800 нм (рис. 3) свидетельствует о достоверности результатов RMCD-спектроскопии в области малых и промежуточных энергий фотонов. Качественное согласие с опубликованными RMCD-спектрами MnAs [20] подтверждает этот вывод.

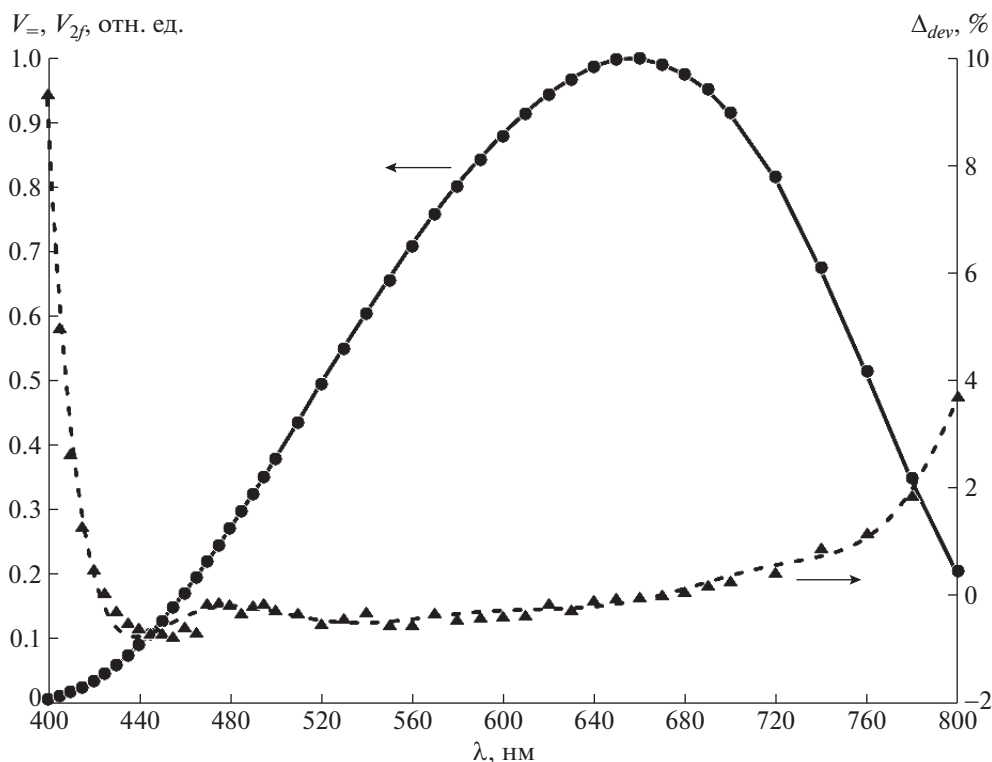


Рис. 4. Влияние погрешности в настройке оптической схемы на степень достоверности результатов RMCD-спектроскопии: сплошная кривая — нормированная на величину $V_{\pm}^{\max} = 0.179$ В зависимость $V_{\pm}(\lambda)$; круглые точки — нормированная на величину $V_{2f}^{\max} = 0.108$ В зависимость $V_{2f}(\lambda)$; треугольные точки — зависимость $\Delta_{dev}(\lambda)$; штриховая кривая — результат полиномиальной регрессии массива данных, представленных треугольными точками. $i_{gl} = 10.3$ А, $V_{PMT} = -923$ В, $d_{sl} = 0.1$ мм.

В высокоэнергетической области RMCD-спектр, полученный без отсекающего светофильтра, обнаруживает резкий спад с ростом энергии фотонов. В спектре, записанном с использованием отсекающего светофильтра, с ростом энергии фотонов RMCD-сигнал монотонно растет, что согласуется с данными работы [20]. Следовательно, спад спектральной характеристики в высокоэнергетической области спектра (штриховая кривая на рис. 6) обусловлен рассеянным светом. Согласно данным эксперимента, представленным на рис. 5а, такой спад можно было ожидать в области длин волн $\lambda \leq 380$ нм (на рис. 6 начало этой области отмечено стрелкой). Более раннее падение RMCD-сигнала можно связать с меньшей чувствительностью схемы измерения амплитуды V_f по сравнению со схемой измерения V_{2f} (см. соотношения (3) и (8)).

Повысить чувствительность и точность измерений можно, поддерживая постоянной амплитуду $i_{ph}(\lambda)$ переменного фототока [5, 6, 10]. В коротковолновой области, чтобы увеличить чув-

ствительность и расширить диапазон измерений, используют кварцевую оптику, а в качестве источника излучения — ксеноновые или дейтериевые лампы [5, 6, 14, 15]. Отметим, что при необходимости из данных RMCD-спектроскопии $(\Delta R/R)(\lambda)$, воспользовавшись дисперсионным соотношением, можно восстановить спектральную зависимость разности фаз $\Delta\psi(\lambda)$ [21].

Таким образом, измерение амплитуд $V_{\pm}$ и V_{2f} в скрещенных поляризаторах позволяет осуществлять оперативный контроль достоверности результатов RMCD-спектроскопии: постоянство отношения $V_{2f}/V_{\pm}$ во всем спектральном диапазоне является свидетельством пропорциональности величин $V_f/V_{\pm}$ и $\Delta R/R$. На примере измерений спектральных зависимостей $V_{\pm}(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ для ферромагнитного образца MnAs проведен подробный анализ факторов, влияющих на точность и чувствительность методики RMCD-спектроскопии. Приведенные примеры тестовых измерений демонстрируют возможность предлагаемой методики оперативно выявлять инструментальные погреш-

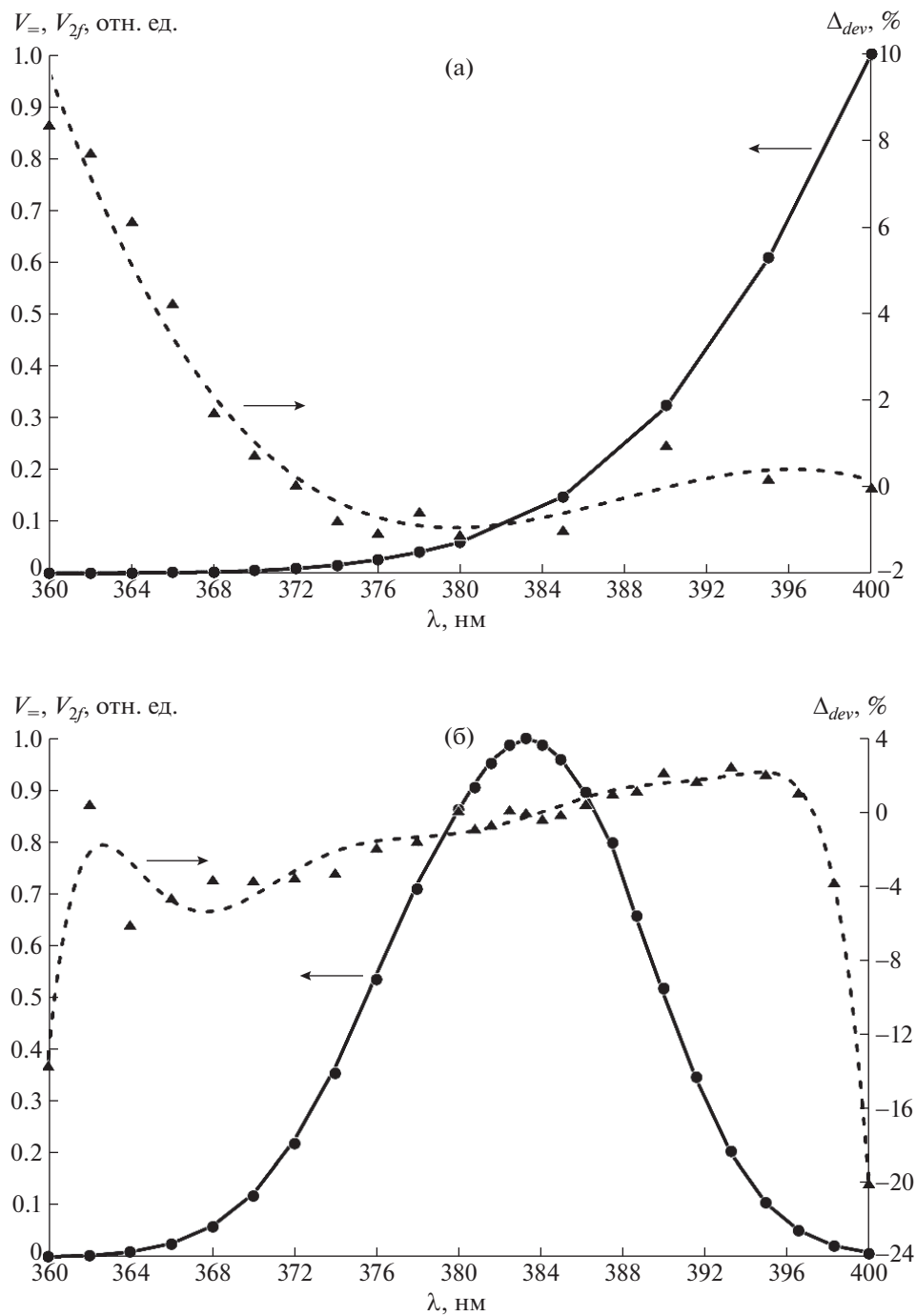


Рис. 5. Влияние рассеянного света на результаты RMCD-спектроскопии: сплошная кривая – нормированная на величину $V_{\pm}^{\max}$ зависимость $V_{\pm}(\lambda)$; круглые точки – нормированная на величину $V_{2f}^{\max}$ зависимость $V_{2f}(\lambda)$; треугольные точки – зависимость $\Delta_{dev}(\lambda)$; штриховая кривая – результат полиномиальной регрессии массива данных, представленных треугольными точками. Зависимости получены при следующих параметрах: **а** – $V_{\pm}^{\max} = 0.388$ В, $V_{2f}^{\max} = 0.237$ В, $i_{gl} = 10.3$ А, $V_{PMT} = -996$ В, $d_{sl} = 0.75$ мм; **б** – $V_{\pm}^{\max} = 0.259$ В, $V_{2f}^{\max} = 0.143$ В, $i_{gl} = 9.7$ А, $V_{PMT} = -968$ В, $d_{sl} = 0.7$ мм.

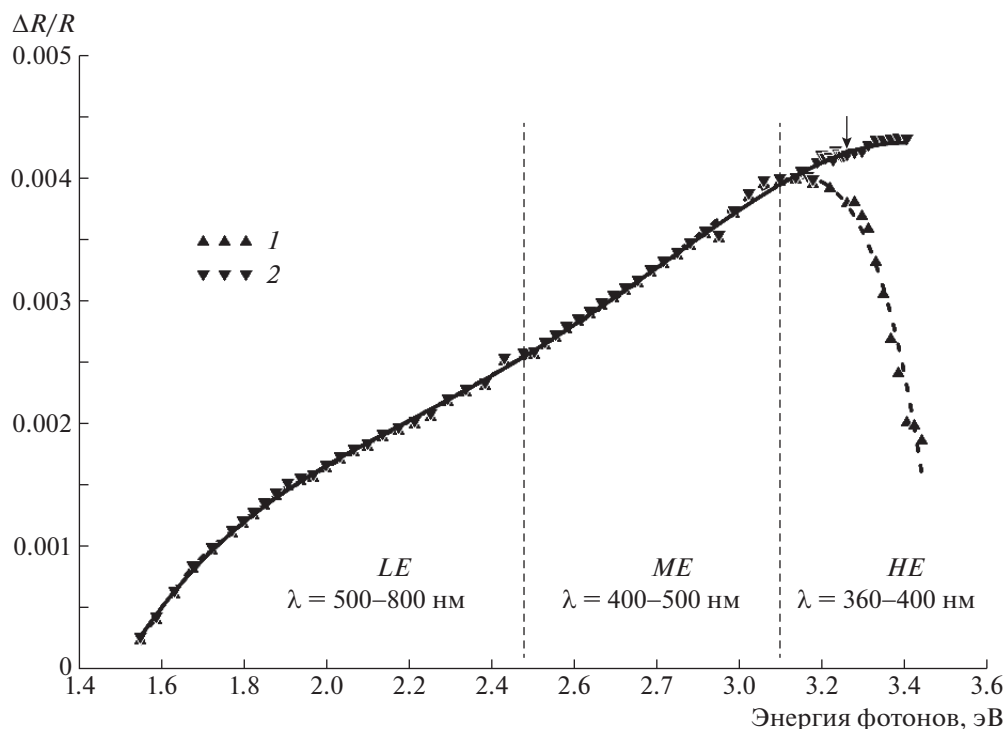


Рис. 6. Спектр RMCD. Вертикальными штриховыми линиями выделены три области измерений: *LE* – низкоэнергетическая, отвечающая длинноволновому поддиапазону ($\lambda = 500\text{--}800\text{ нм}$), *ME* – область промежуточных энергий ($\lambda = 400\text{--}500\text{ нм}$) и *HE* – высокоэнергетическая область ($\lambda = 360\text{--}400\text{ нм}$). 1 – объединение массива данных *LE*- и *ME*-областей с данными *HE*-области, полученными при измерениях без использования отсекающего светофильтра; 2 – объединение массива данных *LE*- и *ME*-областей с данными *HE*-области, полученными с отсекающим светофильтром; штриховая и сплошная кривые – результаты полиномиальной регрессии массивов данных, представленных точками 1 и 2 соответственно.

ности, приводящие к искажению формы регистрируемого спектра RMCD. При малых интенсивностях исследуемого светового сигнала основной вклад в искажение формы спектральной кривой дает фоновое излучение.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Л.Л. Голику за полезные обсуждения и участие в создании экспериментальной установки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sato K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1981. V. 20. № 12. P. 2403.
2. Martens J.W.D., Peeters W.L., Nederpel P.Q.J., Erman M. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 4. P. 1100.
3. Sun C., Kono J., Cho Y.-H., Wójcik A.K., Belyanin A., Muneakata H. // Phys. Rev. 2011. V. B83. № 12.

P. 125206.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.125206>

4. Arora A., Ghosh S., Sugunakar V. // Rev. Sci. Instrum. 2011. V. 82. № 12. P. 123903. <https://doi.org/10.1063/1.3669782>
5. Sato K., Hongu H., Ikekame H., Tosaka Y., Watanabe M., Takanashi K., Fujimori H. // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. Pt. 1. № 2. P. 989. <https://doi.org/10.1143/JJAP.32.989>
6. Jaspersen S.N., Schnatterly S.E. // Rev. Sci. Instrum. 1969. V. 40. № 6. P. 761.
7. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1961.
8. Mansuripur M., Zhou F., Erwin J.K. // Appl. Opt. 1990. V. 29. № 9. P. 1308.
9. Hips K.W., Crosby G.A. // J. Phys. Chem. 1979. V. 83. № 5. P. 555.
10. Drake A.F. // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1986. V. 19. № 3. P. 170.
11. Oakberg T.C., Bryan A.J. // Proc. SPIE. 2002. V. 4819. P. 98. <https://doi.org/10.1117/12.450859>
12. Photomultiplier Tubes. Basics and Applications. Third Edition. Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Division, 2006.

13. PEM-100 Photoelastic Modulator User Manual. Hinds Instruments, Inc. <http://www.hindsinstruments.com>
14. *Van Drent W.P., Suzuki T.* // J. Magn. Magn. Mater. 1997. V. 175. № 1–2. P. 53.
[https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(97\)00227-8](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(97)00227-8)
15. *Van Drent W.P., Suzuki T.* // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33. № 5. P. 3223.
<https://doi.org/10.1109/20.617898>
16. *Postava K., Maziewski A., Yamaguchi T., Ossikovski R., Višňovský Š., Pištora J.* // Opt. Express. 2004. V. 12. № 24. P. 6040.
<https://doi.org/10.1364/OPEX.12.006040>
17. *Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л.* Поляризационная оптика. М.: Физматлит, 2019.
18. *Шлее М.* Qt 5.3. Профессиональное программирование на C++. СПб.: БХВ-Петербург, 2015.
19. *Топорец А.С.* Монохроматоры. М.: Гос. изд-во технико-теоретич. лит-ры, 1955.
20. *Nazmul A.M., Shimizu H.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. № 9. P. 6791.
<https://doi.org/10.1063/1.372843>
21. *Sato K., Teranishi T.* // J. Magn. Magn. Mater. 1983. V. 31–34. Pt. 1. P. 333.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 533.9.082

СВЕТОСИЛЬНЫЙ СПЕКТРОМЕТР-ПОЛИХРОМАТОР ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ, ОСНАЩЕННЫЙ НАУЧНЫМИ КМОП-КАМЕРАМИ, ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКОВ

© 2023 г. Н. В. Кузьмин^{a,*}, С. Н. Тугаринов^a, В. В. Серов^a,
С. В. Серов^a, Г. С. Павлова^a, Н. Н. Науменко^b

^aЧастное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом” “Проектный центр ИТЭР”
Россия, 123060, Москва, ул. Расплетина, 11, корп. 2

^bЗАО “Солар”

Беларусь, 220034, Минск, ул. Платонова, 1Б

*e-mail: n.kuzmin@iterrf.ru

Поступила в редакцию 12.12.2022 г.

После доработки 09.03.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Описан усовершенствованный прототип спектрометра-полихроматора высокого разрешения (СПВР), разработанного для спектроскопической диагностики плазмы, в частности, для активной спектроскопической диагностики на установке ИТЭР. Активная спектроскопия позволяет измерять такие параметры плазмы, как профили ионной температуры, скорости тороидального и полоидального вращения, концентрации легких примесей. Спектрометр оборудован несерийными высокопроизводительными компактными научными КМОП-камерами с низким уровнем шумов, широким динамическим диапазоном, высокой квантовой эффективностью и практически 100-процентным рабочим циклом. В основе спектрометра лежат три пропускающие голограммные дифракционные решетки, обеспечивающие работу одновременно в трех спектральных диапазонах: 468 ± 5 нм, 529 ± 5 нм и 656 ± 6 нм. Представлены результаты измерения основных технических параметров камер, пропускающих дифракционных решеток и спектрометра в целом. Было установлено соответствие характеристик разработанного спектрометра требованиям, предъявляемым к спектроскопическому оборудованию, необходимому для измерений методом активной спектроскопии на установке ИТЭР.

DOI: 10.31857/S0032816223060046, EDN: WXEOIE

1. ВВЕДЕНИЕ

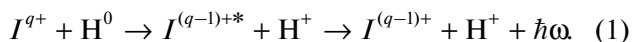
Наиболее перспективным источником “чистой” энергии является термоядерный синтез легких ядер в установке типа токамак. Уже более шестидесяти лет по всему миру ведутся активные исследования процессов удержания плазмы в токамаке, повышается коэффициент термоядерного усиления Q , разрабатываются технологии создания конструкционных материалов токамаков с термоядерной плазмой. В настоящее время в Российской Федерации ведется проектирование токамака с реакторными технологиями TRT [1, 2].

Системы диагностики термоядерной плазмы играют важнейшую роль в управлении работой реактора и сборе экспериментальных данных для исследования процессов, протекающих в термоядерной плазме. Практически на всех современных и строящихся токамаках используется и играет ключевую роль корпускулярно-спектроскопиче-

ская диагностика, также называемая активной спектроскопией (АС) или CXRS в англоязычной литературе (CXRS – Charge eXchange Recombination Spectroscopy) [3–5]. Активная спектроскопия позволяет измерять ионную температуру плазмы, скорость ее тороидального и полоидального вращения, концентрацию легких примесей (в том числе гелиевой золы) по всему сечению плазменного шнура с высокими пространственным и временным разрешениями.

В активной спектроскопии для локального возбуждения свечения плазмы используются высокоэнергетические пучки нейтральных атомов, обычно водорода. При инжекции пучка атомов водорода в плазму внутри объема пучка идет интенсивная реакция перезарядки – захват голым ядром примеси I^{q+} электрона у атома пучка H^0 , в результате чего возникает водородоподобный ион в возбужденном состоянии $I^{(q-1)+,*}$, распад которого сопровождается излучением характери-

стических линий ($\hbar\omega$). Эта реакция описывается формулой [6]



В этом процессе наиболее вероятны излучательные переходы с $\Delta n = 1$ [7]. Такие переходы между высоко расположенными уровнями дают излучение в видимом спектральном диапазоне. В активной спектроскопии наиболее часто используются следующие спектральные линии: H I ($n = 3-2$) 656.3 нм; He II ($n = 4-3$) 468.6 нм; Be IV ($n = 6-5$) 465.8 нм; C VI ($n = 8-7$) 529.1 нм; O VIII ($n = 10-9$) 606.9 нм; Ne X ($n = 11-10$) 524.9 нм. По доплеровскому уширению и сдвигу спектральных линий определяются ионная температура и скорость вращения плазмы, а по абсолютной интенсивности излучения линии определяется концентрация легких примесей.

Таким образом, реализация активной спектроскопической диагностики плазмы токамаков требует применения нескольких спектральных каналов для измерения излучения как различных примесей, так и рабочего газа. Для проведения измерений требуется высокое спектральное разрешение, а также высокая светосила, характеризующаяся геометрическим фактором Ω . Высокая светосила требуется для получения необходимого значения сигнал/шум в условиях низкого уровня полезного сигнала (из-за сильного ослабления диагностического пучка) и высокого уровня тормозного континуума, флуктуации которого определяют уровень шума.

В соответствии с требованиями к диагностической системе АС на установке ИТЭР [8] необходимо проведение одновременных измерений спектральных линий гелия, бериллия, аргона, неона, углерода и водорода в соответствующих спектральных диапазонах (468 ± 5 , 529 ± 5 и 656 ± 6 нм). Для этого ранее нашим коллективом была предложена схема многоканального спектрометра-полихроматора высокого разрешения (СПВР) на основе пропускающих голограммных дифракционных решеток [9, 10]. В данной статье описан доработанный вариант этого прибора, оснащенный специально разработанными научными КМОП-камерами (КМОП — комплементарная структура металл-оксид-полупроводник, в англоязычной литературе sCMOS — scientific complementary metal-oxide-semiconductor) фирмы Ximea с линейными размерами матрицы 13.3×13.3 мм². На выходе спектрометра используются более короткофокусные камерные объективы с фокусным расстоянием $f = 260$ мм. Их использование совместно с коллиматорным объективом ($f = 390$ мм) позволяет получить коэффициент оптического уменьшения изображения около 1.5. Оптическое уменьшение позволяет регистрировать необходимый спектральный интервал на каме-

ру меньшего размера (с высотой матрицы 13.3 мм) при использовании всей высоты входной щели (20 мм).

Описанный в работе прототип СПВР позволяет регистрировать спектры в вышеуказанных диапазонах (468 ± 5 нм, 529 ± 5 нм и 656 ± 6 нм). При этом ширины реально регистрируемых спектральных диапазонов зависят от ширины используемого детектора. В данной работе использовался детектор шириной 13.3 мм, позволивший зарегистрировать в каждом канале участки спектра шириной 7–9 нм: 465.6–472.2 нм, 529.1–536.0 нм, 651.6–660.5 нм.

Положение спектральных диапазонов СПВР может быть изменено в пределах ± 5 нм за счет смещения детекторов вдоль спектра и за счет изменения углов дифракционных решеток ($\pm 1^\circ$). В частности, в зеленом канале спектрометра измерения проводились в диапазоне 529–536 нм ввиду наличия в нем ярких линий неона, использованных как для юстировки спектрометра, так и для проведения измерений характеристик спектрометра.

Далее по ходу статьи описаны испытания полномасштабного прототипа спектрометра-полихроматора, оптическая схема и фотография которого представлены на рис. 1.

2. ОПИСАНИЕ СПЕКТРОМЕТРА-ПОЛИХРОМАТОРА ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Основу СПВР составляют пропускающие объемно-фазовые голограммные дифракционные решетки с уникальными линейными размерами (260 мм по горизонтали и 130 мм по вертикали), последовательно располагающиеся в параллельном пучке света, формируемом коллиматорным объективом, в фокусе которого находится входная щель высотой 20 мм варьiruемой ширины. Такая последовательная схема позволяет создавать требуемое количество спектральных каналов для одновременной регистрации спектров.

Углы падения ψ и дифракции ϕ для всех трех решеток составляют примерно 60° . Первая решетка имеет высокую дифракционную эффективность для диапазона длин волн 468 ± 5 нм, а волны с другими длинами проходят сквозь пропускающую решетку. Вторая решетка имеет высокую дифракционную эффективность для диапазона длин волн 529 ± 5 нм, а остальное излучение также проходит сквозь пропускающую решетку. Третья решетка имеет высокую дифракционную эффективность для диапазона длин волн 656 ± 6 нм, а остальное излучение также проходит сквозь пропускающую решетку. Излучение, прошедшее сквозь все три дифракционные решетки, попадает в световую ловушку, не-

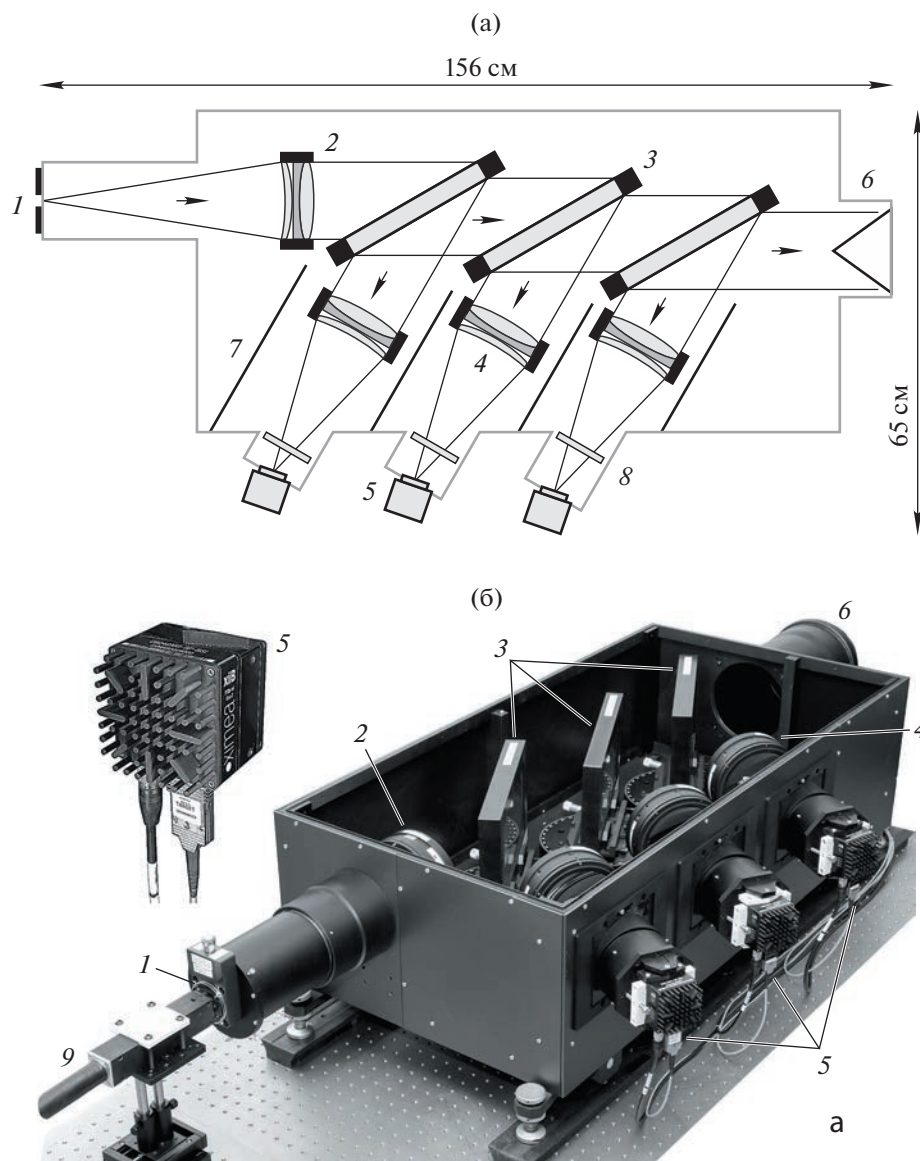


Рис. 1. а) — оптическая схема трехканального спектрометра: 1 — входная щель, 2 — входной объектив, 3 — дифракционные решетки, 4 — выходные объективы, 5 — камеры Ximea, 6 — световая ловушка, 7 — светоизолирующие экраны, 8 — узкополосные светофильтры, 9 — оптоволоконная сборка; **б)** — фотография прототипа спектрометра.

обходимую для подавления рассеянного излучения в приборе. Простота оптической схемы СПВР обеспечивает легкость сборки и первичной юстировки прибора, а отсутствие подвижных элементов гарантирует ее долговременную механическую стабильность, что важно с учетом ограниченного доступа к аппаратуре в условиях ИТЭР.

При использовании описанной схемы появляются следующие требования к дифракционным решеткам: решетки должны иметь высокую дифракционную эффективность в своем рабочем спектральном диапазоне и высокое пропускание в остальном видимом диапазоне, также изображение должно сохраняться как в дифрагирован-

ных лучах, так и в лучах, прошедших сквозь решетки. С начала работ [9] продолжается отработка технологии изготовления объемно-фазовых голографических пропускающих дифракционных решеток в НПО ГИПО, г. Казань [11] с целью повышения уровня дифракционной эффективности для неполяризованного света. Для описываемого прибора был создан комплект решеток с размерами заштрихованной части $240 \times 120 \text{ мм}^2$ и плотностью штрихов 2650, 3300 и 3700 штр/мм с синусоидальной модуляцией показателя преломления в слое бихромированного желатина, зажатого между двумя стеклянными пластинами с суммарной толщиной порядка 20 мм.

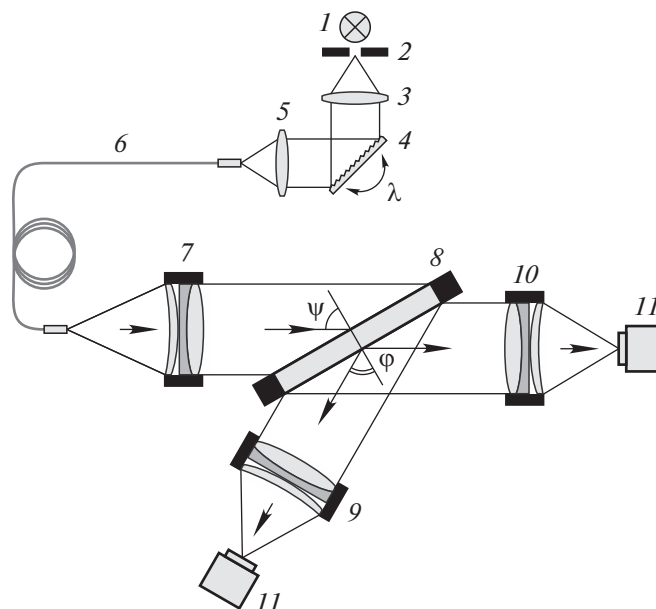


Рис. 2. Схема измерения дифракционной эффективности и эффективности пропускания ГДР в широком пучке: 1 – лампа накаливания, 2 – диафрагма, 3 – линза-конденсор, 4 – плоская отражательная дифракционная решетка на поворотном столике, обеспечивающем сканирование спектра на входе волокна, 5 – объектив, 6 – оптоволокно, 7 – входной объектив, 8 – измеряемая ГДР на поворотном столике, 9 – объектив в канале дифракции, 10 – объектив в канале пропускания, 11 – камеры Ximea.

Основным нововведением СПВР явилось его оснащение тремя научными камерами фирмы Ximea, модель CB042MG-GP-BSI [12], которые были модернизированы в ООО “МР Текнолоджиз”, обладающими следующими характеристиками: сенсор sCMOS GPixel GSENSE2020BSI, интерфейс PCI Express, разрешение 2048×2048 пикселей, размер пикселя 6.5×6.5 мкм², емкость потенциальной ямы 54000 e⁻. Проведенная модернизация камеры включала в себя увеличение максимальной частоты регистрации до 92 кадров в секунду, а также наличие режима непрерывной регистрации кадров, который означает, что период следования кадров отличается от времени экспозиции не более чем на 1 мкс для любого времени экспозиции. Динамический диапазон измерения составляет 16 бит (после сшивки двух кадров по 11 бит), квантовая эффективность равняется примерно 90% в рабочих спектральных диапазонах, отсутствует эффект перетекания заряда между пикселями (т.н. “антиблэминг”).

Для спектрометра-полихроматора в ЗАО “Солар” были разработаны и изготовлены светосильные камерные объективы с высоким разрешением – трехкомпонентные апохроматы со световым диаметром 120 мм и фокусным расстоянием 260 мм, имеющие просветляющее покрытие для видимого диапазона. Расчет и оптимизация параметров объективов выполнялись с использованием программного обеспечения ZEMAX [13]. Как показали расчеты, кружок рассеяния оста-

точной аберрации на длине волны 530 нм составляет примерно 10 мкм. Измерение разрешения пар объективов с использованием стандартной миры № 1 (ГОСТ-15114-78) показало, что система “коллиматорный-камерный” объектив позволяет разрешать штрихи с периодом 5 мкм во всех рабочих спектральных диапазонах. Пропускание объективов, измеренное на рабочих длинах волн с использованием излучения полупроводниковых лазеров и усредненное по нескольким точкам на объективе, составило от 91% до 94%.

Далее приводится исследование как отдельных элементов СПВР, так и прибора в сборе с целью подтверждения технических характеристик СПВР и его соответствия нуждам активной спектроскопической диагностики на ИТЭР. Описанный спектрометр создавался для целей ИТЭР, однако, используя описанный принцип и схему работы СПВР, можно создавать спектральные приборы для различных прикладных задач с широким кругом применений.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

Для всех голограммных дифракционных решеток (ГДР) были проведены измерения интегральных (усредненных по всей рабочей поверхности) значений эффективности дифракции D_E и пропускания T_E (нулевой порядок дифракции) на рабочих длинах волн в неполяризованном свете.

Схема измерений приведена на рис. 2. Квaziмо-нохроматический неполяризованный свет с шириной линии на полувысоте $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 2$ нм на рабочих длинах волн (468, 530, 656 нм) выделялся в монохроматоре (1–5), состоявшем из лампы накаливания 1 (12 В, 8 А), круглой диафрагмы 2 ($\varnothing 2$ мм), плоско-выпуклой линзы-конденсора 3 ($f = 120$ мм, $\varnothing 45$ мм), плоской отражательной дифракционной решетки 4 (МДР-6, 2400 штр/мм) на поворотном столике, обеспечивающем сканирование по спектру, объектива 5 (Гелиос 40-2, 85/1.5) и оптоволокну с сердцевинной $\varnothing 0.4$ мм длиной 10 м, с помощью которого свет заводился в измерительную систему, повторяющую схему спектрометра.

Свет из волокна 6 заполнял объектив 7 ($f = 390$ мм, $\varnothing 120$ мм), который формировал параллельный пучок света, освещавший измеряемую ГДР 8, установленную на поворотном столике. Дифрагировавший на ГДР 8 пучок света фокусировался объективом 9 ($f = 260$ мм, $\varnothing 120$ мм) на sCMOS-камеру 11 для измерения интенсивности. Прошедший через ГДР 8 пучок света также фокусировался объективом 10 ($f = 260$ мм, $\varnothing 120$ мм) на sCMOS-камеру 11.

На объектив 7 дополнительно устанавливалась диафрагма $\varnothing 100$ мм для предотвращения виньетирования светового пучка на краях ГДР.

Перед испытаниями ГДР проводились измерения величин оптического пропускания “пустой” системы, состоящей из пар объективов 7–9 и 7–10 (без ГДР 8), на всех рабочих длинах волн. Результаты этих измерений далее использовались для нормировки основных измерений с ГДР. Далее на монохроматоре устанавливалась рабочая длина волны измеряемой ГДР, проводилась подстройка угла ψ падения излучения на ГДР с целью максимизации сигнала с камеры 11 в канале дифракции, после чего измерялись сигналы в каналах дифракции и пропускания, а также входной сигнал (камера 11 устанавливалась на вход волокна 6), угол $\psi_{\max}$ и фоновые значения сигналов (лампа 1 выключена). Измерения пропускания ГДР проводились на всех рабочих длинах волн.

Были получены следующие результаты. Для решетки 3700 штр/мм: $D_E(468 \text{ нм}) = 37\%$, $T_E(530 \text{ нм}) = 90\%$, $T_E(656 \text{ нм}) = 82\%$. Для решетки 3300 штр/мм: $D_E(530 \text{ нм}) = 41\%$, $T_E(656 \text{ нм}) = 85\%$. Для решетки 2650 штр/мм: $D_E(656 \text{ нм}) = 43\%$. Величины измеренных значений $\psi_{\max}$ составили $60 \pm 1^\circ$. Видно, что измеренные интегральные значения D_E на несколько процентов ниже точечных значений, полученных в работе [9]. Картографирование значений D_E и T_E на рабочих длинах волн по схеме точечного измерения из работы [9] показало, что величина D_E максимальна в центре ГДР, а также, что она убывает к краям в

1.5–2 раза, что объясняется процессом изготовления ГДР в скрещенных пучках с гауссовым профилем. При этом распределение величин пропускания T_E по рабочей поверхности ГДР заметно более однородно ($\pm 2\%$). С целью повышения максимальной величины и однородности значений D_E по рабочей поверхности проводится постоянное совершенствование процесса изготовления ГДР, в частности, при изготовлении новых ГДР планируется использование пучков излучения больших диаметра и мощности.

С целью проверки возможности расширения рабочих диапазонов спектрометра для исследования излучения прочих примесей (например, линия N VII на 566.9 нм) за счет перестройки углов падения ψ и дифракции ϕ было также проведено измерение величин D_E в расширенных диапазонах: 430–510 нм для “синей” ГДР, 490–570 нм для “зеленой” и 600–700 нм для “красной” ГДР. Измерение показало, что приведенные выше значения величин D_E , измеренных для номинального случая $\phi = \psi = 60^\circ$, уменьшаются в среднем на 5% на краях указанных диапазонов, что обеспечивает перестройку спектрометра во всем видимом оптическом диапазоне без заметного снижения дифракционной эффективности и необходимости изготовления ГДР с другими периодами штрихов.

Для ГДР предыдущих годов изготовления (2013–2020 гг.) были также проведены ресурсные испытания, показавшие, что интегральные величины D_E и T_E не меняются со временем (9 лет) в пределах погрешности измерений ($\pm 2\%$), что демонстрирует высокую долговечность материалов и качество изготовления ГДР, что является важной характеристикой с учетом высокой стоимости изготовления ГДР и ограниченного доступа к спектрометрам при эксплуатации в условиях ИТЭР.

4. ПРОГРАММНОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Дифракционные решетки спектрометра вносят заметную кривизну в регистрируемые камерами спектральные линии при использовании прямой входной щели [14]. На рис. 3а приведена фотография спектра дейтериевой лампы в случае использования прямой входной щели шириной 25 мкм, засвеченной по всей высоте (20 мм) сборной из плотно уложенных оптоволокон с сердцевинной $\varnothing 0.4$ мм и длиной 70 м, вход которой освещается дейтериевой лампой ДДС-30. Такая волоконная сборка является прототипом световодного коллектора, планируемого для использования на ИТЭР для диагностики АС.

На рис. 3б приведен исходный двумерный спектр дейтериевой лампы в красном канале с изогнутыми линиями. Поскольку в состав газа дейтериевой лампы входят также примеси водо-

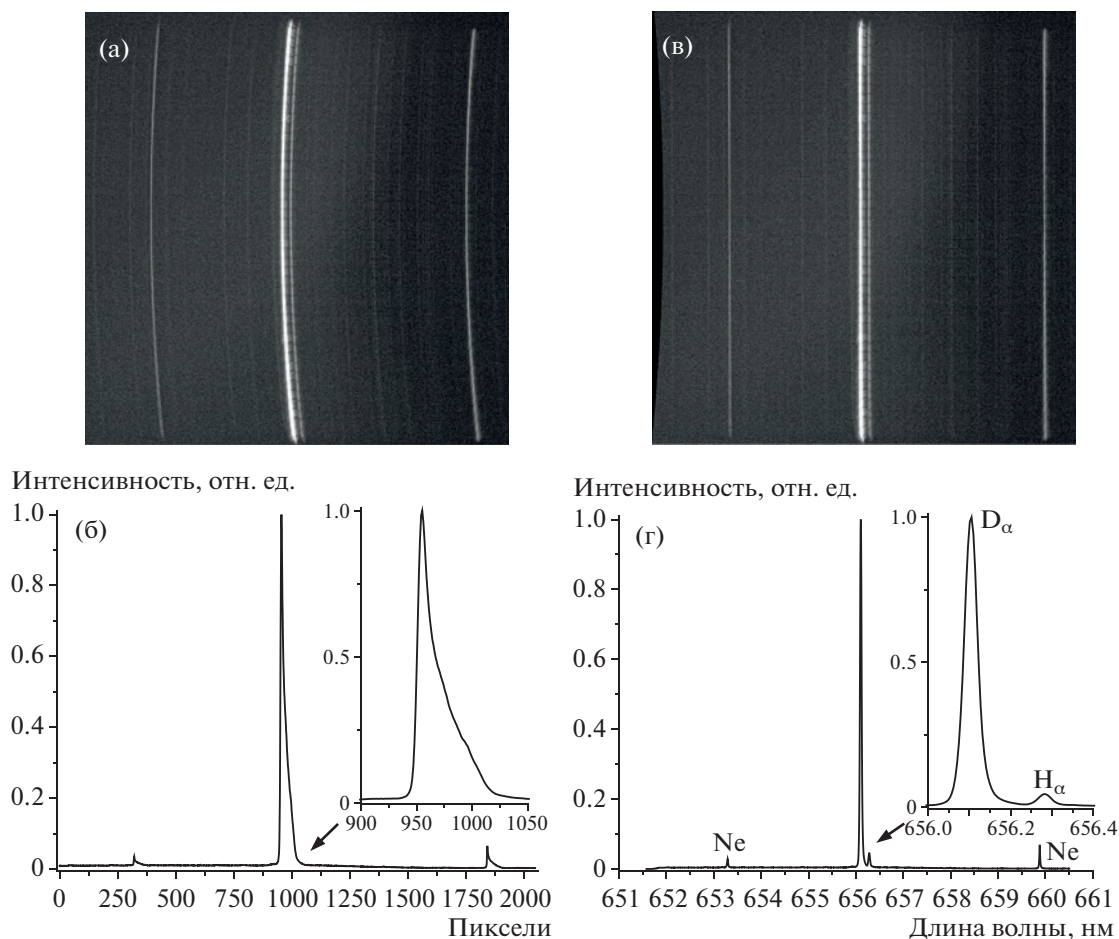


Рис. 3. а) — исходное изображение спектра дейтериевой лампы с искривленными спектральными линиями; б) — спектр, полученный в результате суммирования всех строк изображения а по вертикали (так называемый биннинг), — линии D α и H α сливаются (см. вставку); в) — изображение спектра дейтериевой лампы с линиями, выпрямленными программным способом; г) — спектр, полученный в результате суммирования всех строк изображения в по вертикали, — линии D α и H α хорошо разрешены (см. вставку).

рода и неона, на изображении спектра рядом с яркой линией D α в центре наблюдается слабая линия H α , а на краях спектра — слабые линии Ne. Пример “биннинга” сигнала по всей высоте изображения искривленного спектра приведен на рис. 3б. Видно, что при этом линии D α и H α сливаются, а форма отдельных спектральных линий ассиметрична.

Для выпрямления спектральных линий обычно используется изогнутая входная щель с рассчитанным радиусом кривизны [9]. В таком случае для заполнения щели светом необходимо изготовление как изогнутой щели, так и изогнутой волоконной сборки, что является достаточно сложной инженерной задачей. При больших радиусах кривизны (в нашем случае — около 80 мм) более простой альтернативой является программное выпрямление спектральных линий в полученном в выходной плоскости спектрометра двумерном изображении. Это позволяет использовать

прямую входную щель и прямую волоконную сборку. Выпрямление спектральных линий проводится за счет сдвига каждой строки на величину $\Delta(h)$, вычисляемую по формуле $\Delta(h) = Ah^2 + Bh$, где h — высота горизонтальной строки пикселей, отсчитываемая от центра матрицы (в нашем случае $h = -1024:1024$), A и B — коэффициенты квадратичного и линейного выпрямления изображения, подбираемые для каждого канала спектрометра отдельно, $\Delta(h)$ — округленная до целых величина сдвига строки пикселей на высоте h . В среднем значения коэффициентов выпрямления составили $A = 5 \cdot 10^{-5}$, $B = 10^{-2}$. Алгоритм выпрямления был интегрирован в программный пакет IterSpectro, разработанный для получения 2D-изображений и вертикально-суммированных спектров для камер Ximea, работающих под операционной системой Linux.

Результаты программного выпрямления и вертикального биннинга по всей высоте входной ще-

ли приведены на рис. 3в, г. Спектральные линии D_α и H_α симметричны и хорошо разрешаются, форма линий близка к гауссовой. Для выпрямленного спектра по табличным значениям длин волн линий Ne, D и H [15] проведена спектральная калибровка СПВР в красном канале (рис. 3г).

5. ИЗМЕРЕНИЕ РАБОЧЕЙ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ И ДИСПЕРСИИ

С целью получения необходимого значения соотношения сигнал/шум на установке ИТЭР необходимо будет использовать широкие входные щели для спектрометра, а именно, щели шириной 0.4 и 1 мм. С целью измерения инструментальных профилей СПВР для различных ширин входной щели, заполненной рядами световодов, а также для спектральной калибровки по длинам волн и измерения величин обратной линейной дисперсии, в каждом канале были зарегистрированы спектры Ne-трубки Гейслера и квазимонохроматического света с $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 2$ нм, полученного в монохроматоре (рис. 2), что примерно соответствует ширине линии Ne при температуре 10 кэВ. Полученные спектры приведены на рис. 4. Видно, что инструментальный профиль для одного ряда волокон (рис. 4а) все еще имеет квазигауссов профиль, состоящий из одного пика, а для трех рядов волокон он имеет форму трех пиков (рис. 4б). Для случая квазимонохроматического света форма и ширина регистрируемого профиля (рис. 4в) практически не зависят от ширины щели, так как ширина исходного спектра $\Delta\lambda_{FWHM}$ в несколько раз превышает ширину инструментального профиля (см. табл. 1), и при его свертке с широким профилем входящего квазимонохроматического света происходит сглаживание структуры профиля. Это является важным результатом для последующего анализа ширины и положения центров широких спектральных линий, излучаемых плазмой, при котором не требуется использования слишком сложной формы инструментального профиля.

Результаты измерения ширин отдельно расположенных спектральных линий Ne в трех спектральных каналах, а также величины обратной линейной дисперсии СПВР, измеренные аналогично работе [9], приведены в табл. 1. Как и следовало ожидать, величина обратной линейной дисперсии увеличилась примерно в 1.5 раза из-за уменьшения фокусных расстояний камерных объективов с 390 до 260 мм.

6. ИЗМЕРЕНИЕ ЛИНЕЙНОСТИ ОТКЛИКА КАМЕР

Было проведено измерение отклика научных КМОП-камер в зависимости от величины поступающего на камеру светового потока (I) и в зависимо-

Таблица 1. Ширина инструментального профиля $\delta\lambda$ для различных ширин входной щели s и дисперсия D_x^{-1} в трех каналах спектрометра

Центральная длина волны, нм	468	530	656
$\delta\lambda$, нм ($s = 25$ мкм)	0.010	0.011	0.013
$\delta\lambda$, нм ($s = 0.4$ мм)	0.13	0.14	0.18
$\delta\lambda$, нм ($s = 1.0$ мм)	0.33	0.36	0.46
D_x^{-1} , нм/мм	0.48	0.52	0.67

сти от периода следования кадров (2) с целью проверки линейности работы камеры как детектора излучения. Для этих измерений использовалась неоновая лампа со стабильной во времени интенсивностью излучения.

В первом эксперименте величина светового потока регулировалась нейтральными светофильтрами с заранее измеренными коэффициентами оптического пропускания на рабочих длинах волн, устанавливаемыми между трубкой и входом волоконной сборки, передающей излучения на входную щель спектрометра. Период следования кадров при этом устанавливался равным 20 мс. Во втором эксперименте при постоянном световом потоке программно варьировался период следования кадров (который с высокой точностью равен времени экспозиции) в пределах от десятков миллисекунд до секунд. Проводилось измерение амплитуд выбранных линий в каждом спектральном канале СПВР в зависимости от величины пропускания светофильтра или от периода следования кадров. Полученные зависимости аппроксимировались линейной функцией.

Результаты измерений для синего и красного каналов СПВР приведены на рис. 5. При постоянной экспозиции в 20 мс (рис. 5а) амплитуды обоих пиков растут в зависимости от величины пропускания светофильтра с высокой линейностью. При увеличении периода следования кадров (рис. 5б) амплитуда слабого пика на 660.3 нм линейно растет во всем диапазоне, в то время как амплитуда интенсивного пика на 653.3 нм линейно растет до уровня емкости потенциальной ямы (54000 отсчетов), а при дальнейшем увеличении периода следования кадров наблюдается область насыщения. Измерения показывают прямо пропорциональную зависимость отклика камер от величины падающего светового потока во всем динамическом диапазоне.

7. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО ПРОПУСКАНИЯ И АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА СПВР

Полное пропускание СПВР было измерено в новой схеме (см. рис. 2) с использованием квази-

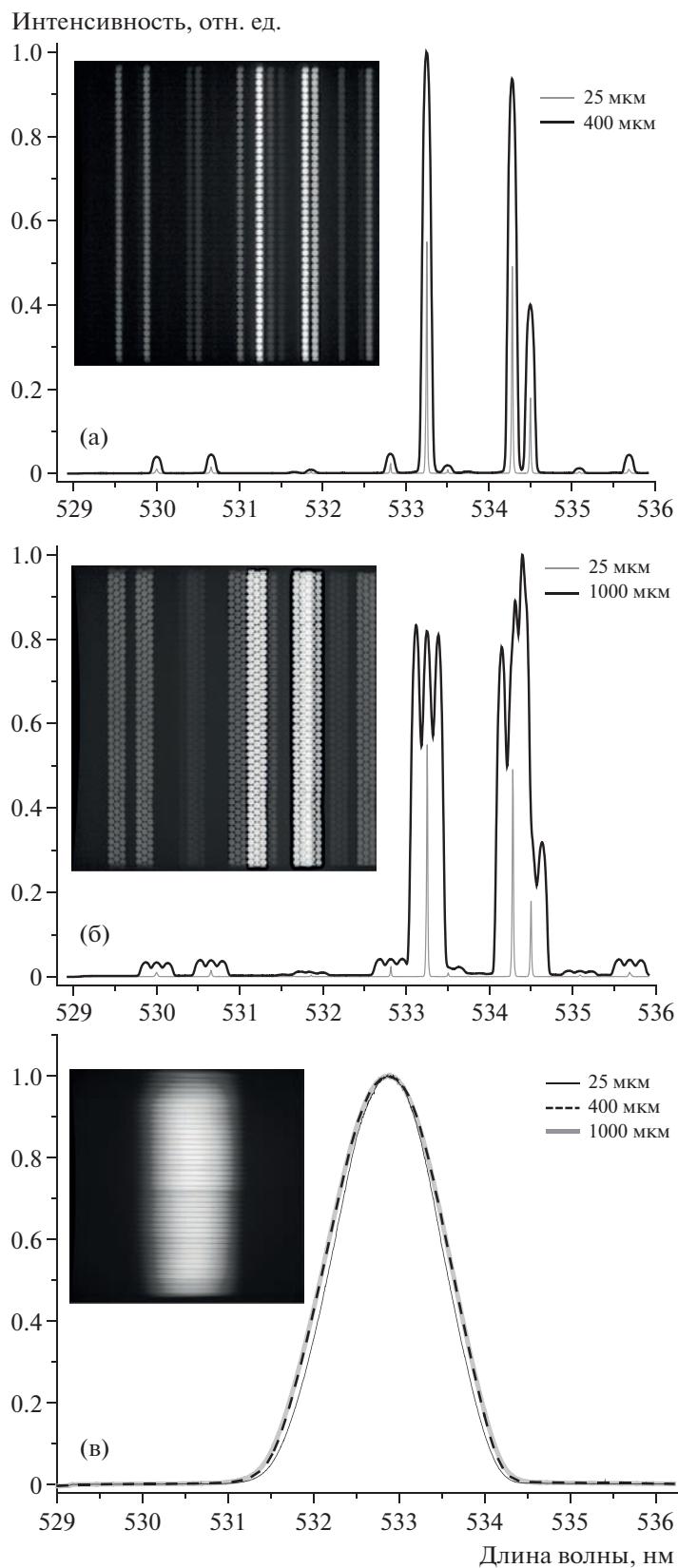


Рис. 4. Аппаратная функция спектрометра для рабочих ширин входной щели s ; **а, б** — изображения спектров Ne-ламп в зеленом канале спектрометра (вставки) и спектры, полученные в результате вертикального усреднения изображений по всей высоте для различных s : **а** — $s = 0.4$ мм, в щель помещается один ряд волокон, **б** — $s = 1.0$ мм, в щель помещаются три ряда волокон; на спектры **а** и **б** для сравнения наложен спектр для входной щели 25 мкм; **в** — спектр квазимонохроматической линии с $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 2$ нм.

монохроматического неполяризованного света из монохроматора (1–6) на рабочих длинах волн 468, 530 и 656 нм. Выход волокна 6 устанавливался на входную щель СПВР, с использованием одной и той же камеры Ximea проводилось измерение среднего количества отсчетов для пятна дифракции (T_D) и для светового пятна на выходе из волокна 6 (T_0) и фонового сигнала T_{BG} (лампа 1 выключена). По измеренным значениям проводился расчет пропускания в каждом канале, $T = 100\% (T_D - T_{BG}) / (T_0 - T_{BG})$. Результаты измерений приведены в табл. 2. Величина пропускания в красном канале меньше, чем в синем и зеленом каналах, за счет потерь на пропускание через “синюю” и “зеленую” дифракционные решетки.

Активная спектроскопия позволяет определять концентрацию легких примесей в плазме по интенсивности спектральных линий. Для нахождения связи между величиной сигнала, переданного с приемника излучения спектрометра, и яркостью излучения, поступающего в спектрометр, была проведена калибровка спектрометра по абсолютной интенсивности. Проведение калибровки заключалось в нахождении коэффициента пропорциональности (калибровочного коэффициента K) между числом фотонов n , попавших на область матрицы приемника излучения высотой k пикселей и шириной $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, и суммарным числом отсчетов I , зарегистрированных приемником в данной области: $K = n / I$.

При проведении калибровки входная щель спектрометра освещалась через диафрагму, ограничивающую высоту щели до $h = 3$ мм, излучением фотометрической сферы ФС-120, прошедшей предварительную калибровку спектральной плотности энергетической яркости $B(\lambda)$ (СПЭЯ, Вт/(ср·м³)) во всем видимом диапазоне. На входном объективе 2 (рис. 1а) была установлена диафрагма диаметром $d = 100$ мм с целью предотвращения виньетирования пучка света на краях решеток. В каждом канале спектрометра проводилась регистрация непрерывного спектра фотометрической сферы для нескольких шириин входной щели $s = 50, 100, 500, 1000$ мкм и нескольких значений экспозиции $\Delta t = 20, 50, 100, 200$ мс. Для зеленого канала СПВР на рис. 6 приведено изображение зарегистрированного спектра излучения сферы – сплошной полосы высотой 2 мм (изображение входной щели

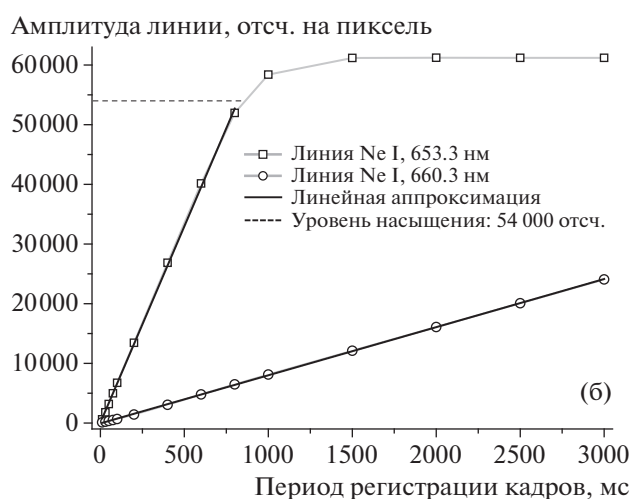
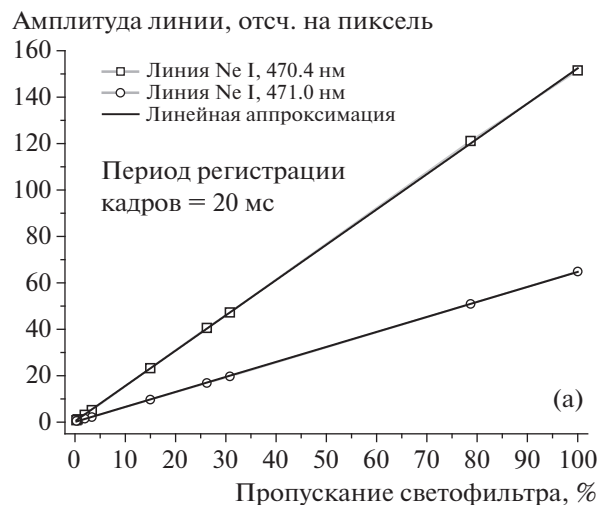


Рис. 5. Зависимость амплитуд спектральных линий в синем и красном каналах от количества падающего света при постоянном периоде следования кадров 20 мс (а) и от периода следования кадров (б), отклик камеры показывает высокую линейность во всем динамическом диапазоне, от слабых сигналов (а) вплоть до уровня насыщения 54000 отсчетов (б).

ли уменьшается в 1.5 раза) с областью измерения общего числа отсчетов I высотой k пикселей в диапазоне $\Delta\lambda$, а также спектральный профиль и спектр СПЭЯ для ФС-120. Можно видеть, что СПВР практически не искажает исходный спектр ФС-120, так как угловые наклоны измеренного

Таблица 2. Величины пропускания T и калибровочных коэффициентов для спектрометра в целом ($K_{СПВР}$) и отдельно для камер ($K_{КАМ}$)

Центральная длина волны, нм	468	530	656
T	0.30 ± 0.01	0.30 ± 0.01	0.26 ± 0.01
$K_{СПВР}$, фот./отсч.	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.3	3.2 ± 0.4
$K_{КАМ}$, фот./отсч.	0.82 ± 0.10	0.81 ± 0.09	0.81 ± 0.10

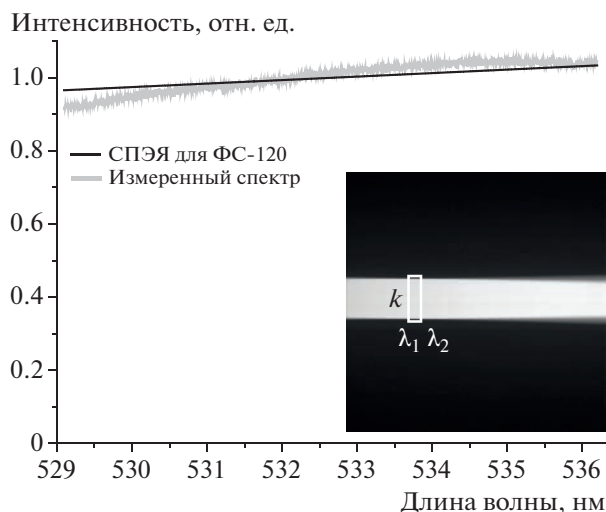


Рис. 6. Абсолютная калибровка спектрометра-полихроматора. Измеренный спектр повторяет по форме спектр фотометрической сферы. На вставке показаны двумерный спектр, регистрируемый камерой в зеленом канале, и область считывания сигнала для абсолютной калибровки.

спектра и кривой СПЭЯ совпадают. Также проводились регистрация и вычитание фоновых отсчетов при выключенной лампе ФС-120.

Поток энергии Φ из фотометрической сферы, приходящий на входной объектив, рассчитывался по формуле $\Phi = \Omega shB(\langle\lambda\rangle) \cdot \Delta\lambda$, где $\Omega = S/r^2 \approx 0.06$ ср — телесный угол, $S = \pi d^2/4$ — площадь диафрагмы на входном объективе, $r = 370$ мм — расстояние от входной щели до диафрагмы, $B(\langle\lambda\rangle)$ — значение СПЭЯ в середине спектрального диапазона $[\lambda_1; \lambda_2]$, $\langle\lambda\rangle = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$. В частности, для зеленого канала $B(530 \text{ нм}) = 11\,330\,000 \text{ Вт/(ср} \cdot \text{м}^3)$. Число фотонов, пришедших на матрицу, рассчитывалось по формуле $n = (\Phi \cdot \Delta t \cdot T)/(\hbar\omega)$, где T — величина ранее измеренного пропускания в данном канале СПВР, $\omega = 2\pi c/\langle\lambda\rangle$, c — скорость света в вакууме. Для всех значений ширины входной щели и времен экспозиции измерялись величины суммарного числа отсчетов $I(s, \Delta t)$, которые далее усреднялись и использовались при расчете калибровочных коэффициентов K для каждого канала.

В табл. 2 приведены результаты расчетов K : $K_{\text{СПВР}}$ — калибровочные коэффициенты для СПВР в целом (отношение количества фотонов, падающих на входную щель спектрометра, к количеству отсчетов на камере) и $K_{\text{КАМ}}$ — калибровочный коэффициент для самих камер Ximea (отношение количества фотонов, пришедших на камеру, к количеству отсчетов на камере).

Видно, что измеренное значение $K_{\text{КАМ}}$ составляет порядка 0.8 фотонов/отсчет. Разумеется,

данная камера не может зарегистрировать 0.8 фотона, так как она не работает в однофотонном режиме. Для работы камеры нужна определенная статистика фотонов, а калибровочный коэффициент камеры, равный 0.8 фотонов/отсчет, означает, что 8 фотонов, попавших в единичный пиксель камеры, вызовут сигнал в 10 отсчетов АЦП. Калибровочный коэффициент $K_{\text{КАМ}}$, измеренный нами для камер Ximea, совпал с данными, полученными от производителя камер.

Используемая производителями камер размерность коэффициентов K [фотонов/отсчет] задает их связь через величину пропускания спектрометра T : $K_{\text{КАМ}} = K_{\text{СПВР}} \times T$. При использовании обратной размерности для K [отсчетов/фотон], выражение связи величин K приобретет следующий вид: $K_{\text{СПВР}} = K_{\text{КАМ}} \times T$.

8. ИЗМЕРЕНИЕ МЕЖКАНАЛЬНОГО КОНТРАСТА СПЕКТРОМЕТРА

Величина межканального контраста для СПВР характеризует возможность одновременного измерения прибором наиболее интенсивных и наиболее слабых спектральных линий в разных каналах и характеризует уровень рассеянного света в приборе, а также уровень темнового сигнала камер, нарастающего с увеличением времени экспозиции.

Для измерения межканального контраста использовалась неоновая лампа (трубка Гейслера с неоновым наполнением), в спектре излучения которой (см. рис. 7) присутствуют как очень интенсивные линии в красном диапазоне (1, 2), так и очень слабые линии (3, 4) в зеленой области спектра. Обзорный спектр неоновой лампы (рис. 7а) был зарегистрирован с использованием компактного спектрометра Brolight BIM-6001 (ширина входной щели 25 мкм, разрешение 0.5 нм, экспозиция 4 мс). Спектры на рис. 7б–г были зарегистрированы с использованием одной и той же камеры Ximea, квантовая эффективность которой в красном и зеленом каналах различалась на несколько процентов. Питание трубки Гейслера осуществлялось через стабилизированный источник питания постоянного тока, в связи с чем интенсивность спектральных линий была постоянной во времени (с точностью не хуже 1%).

На рис. 7б–г приведены спектры излучения Ne-трубки, полученные на СПВР в красном (б) и зеленом (в, г) диапазонах. Как и ранее, засветка входной щели шириной 100 мкм излучением Ne-трубки проводилась через волоконный тракт. Время экспозиции камеры для красного и зеленого каналов составляло соответственно 10 мс и 10 с. 2D-спектр и фон регистрировались, проводилось вычитание фона, спектральные линии

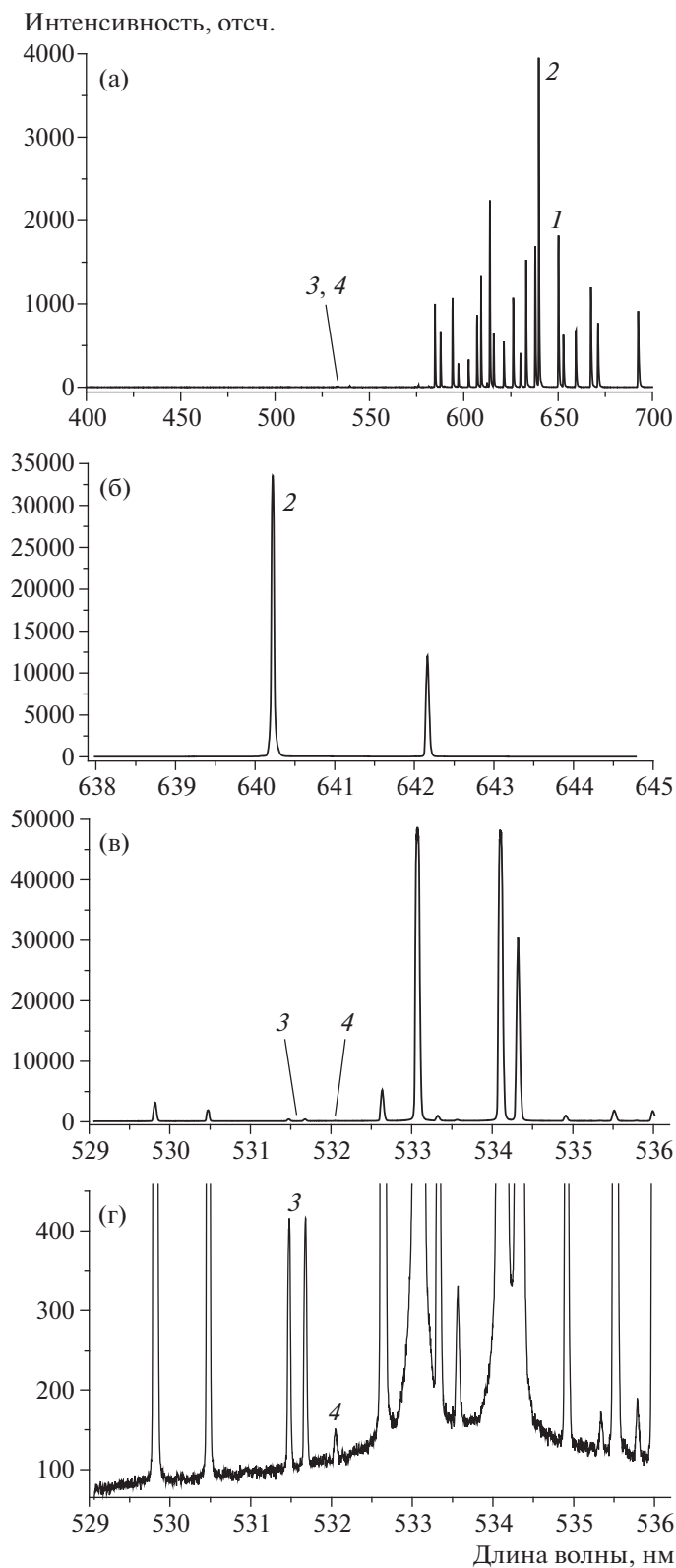


Рис. 7. Измерение межканального контраста спектрометра; **а)** — обзорный спектр Ne-лампы с указанием измеряемых линий; **б)** — наиболее сильная линия 2 (Ne, 640.2246 нм) в красном канале, экспозиция 10 мс; **в, г)** — слабые линии 3, 4 в зеленом канале (531.4781 нм, 531.6806 нм, 532.055 нм), экспозиция 10 с. Линии 1 и 3 использовались в работе [9], линии 2 и 4 используются в данной работе.

программно выпрямлялись, и проводился биннинг отсчетов по всей высоте кадра.

На рис. 7а, в, г указаны линии 1 и 3, которые использовались для определения контраста в нашей предыдущей работе [9], когда использовалась ПЗС-камера на базе матрицы HS101H фирмы Hamamatsu. При этом в работе [9] слабая линия 4 не наблюдалась из-за увеличения фона матрицы при экспозициях более нескольких сотен мс. Применение новых специальных камер Ximea с низким уровнем фоновых сигналов при выдержках вплоть до 10 с позволило зарегистрировать не только линии 3, но и еще более слабую линию 4. По соотношению амплитуд линий 2 и 4 проводился расчет контраста СПВР с учетом нормировки на времена экспозиции t :

$$K_{\text{СПВР}} = (I_2/t_2)/(I_4/t_4) = \\ = (33\,300/10 \text{ мс})/(43/10\,000 \text{ мс}) \approx 774\,000.$$

С учетом того, что минимальная экспозиция камеры Ximea составляет 5 мкс, предельная величина межканального контраста СПВР, оборудованного камерами Ximea, составляет более 10^6 .

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы описали усовершенствованный прототип спектрометра-полихроматора высокого разрешения и высокой светосилы, разработанный для спектроскопической диагностики плазмы токамаков, в частности, на установке ИТЭР. Спектрометр построен на основе трех пропускающих голограммных дифракционных решеток, он оборудован новыми несерийными высокопроизводительными компактными научными КМОП-камерами с низким уровнем шумов, широким динамическим диапазоном, высокой квантовой эффективностью и практически 100-процентным рабочим циклом. Разработанный алгоритм обработки регистрируемых 2D-спектров позволяет программно выпрямлять возмущающую кривизну спектральных линий, что позволяет осуществлять их последующий вертикальный биннинг для улучшения соотношения сигнал/шум, а также позволяет использовать прямые волоконные сборки для заполнения светом входной щели.

В результате лабораторного тестирования созданного СПВР были измерены его следующие основные технические параметры:

- рабочие спектральные диапазоны — 468 ± 5 нм, 529 ± 5 нм и 656 ± 6 нм;
- относительное отверстие — $F/3$;
- прямая входная щель высотой 20 мм;
- оптическое уменьшение в обеих плоскостях — 1.5 раза;

- размер плоскости изображения — до 13.3×13.3 мм²;
- обратная линейная дисперсия — 0.48, 0.52, 0.67 нм/мм (для 468, 530, 656 нм соответственно);
- предельное спектральное разрешение — 0.01 нм;
- полное пропускание спектрометра — 0.26–0.3;
- период следования кадров — от 11 мс до 10 с;
- линейность отклика камер во всем динамическом диапазоне;
- режим непрерывной регистрации кадров — период следования кадров не превышает время экспозиции более чем на 1 мкс;
- глубина потенциальной ямы камер — $54\,000 \text{ e}^-$;
- калибровочный коэффициент для камер — около 0.8 фотонов/отсчет;
- межканальный контраст спектрометра — 774000.

В результате лабораторного тестирования трехдиапазонного спектрометра установлено соответствие характеристик разработанного спектрометра требованиям, предъявляемым к спектроскопическому оборудованию, необходимому для реализации активной спектроскопической диагностики на установке ИТЭР [8], а также потенциально и на других токамаках.

Описанный трехдиапазонный спектрометр-полихроматор был создан для определенной прикладной задачи. Однако, используя описанный принцип и схему работы спектрометра-полихроматора, можно создавать спектральные приборы для различных прикладных задач на основе пропускающих голограммных дифракционных решеток.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность И.Н. Дворецкому за плодотворное обсуждение различных аспектов статьи и участие в данной работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования выполнены в рамках программы “Разработка, опытное изготовление, испытание и подготовка к поставке специального оборудования в обеспечение выполнения российских обязательств по проекту ИТЭР в 2022 году” от 14.02.2022 (госконтракт № Н.4а.241.19.22.1123).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серов С.В., Тугаринов С.Н., Серов В.В., Крупин В.А., Земцов И.А., Красильников А.В., Кузьмин Н.В., Павлова Г.С., Науменко Н.Н. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 700.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>

2. *Serov S.V., Tugarinov S.N., Serov V.V., Krupin V.A., Zemtsov I.A., Krasilnikov A.V., Kuz'min N.V., Pavlova G.S., Naumenko N.N.* // *Plasma Phys. Rep.* 2022. V. 48. P. 844. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600542>
3. *Jiang D., Li Y.Y., Wu X.Q., Zhang T., Lyu B., Gao X., Xu G.S.* // *Fusion Sci. Technol.* 2020. V. 76. P. 723. <https://doi.org/10.1080/15361055.2020.1777670>
4. *Lee H.H., Lee J.K., Ko W.H.* // *Fusion Sci. Technol.* 2020. V. 76. P. 787. <https://doi.org/10.1080/15361055.2020.1790712>
5. *Ford O.P., Vanó L., Alonso J.A., Baldzuhn J., Beurskens M.N.A., Biedermann C., Bozhenkov S.A., Fuchert G., Geiger B., Hartmann D., Jaspers R.J.E., Kappatou A., Langenberg A., Lazerson S.A., McDermott R.M., McNeely P., Neelis T.W.C., Pablant N.A., Pasch E., Rust N., Schroeder R., Scott E.R., Smith H.M., Wegner Th., Kunke F., Wolf R.C.* // *Rev. Sci. Instrum.* V. 91. P. 023507. 2020. <https://doi.org/10.1063/1.5132936>
6. Диагностика плазмы / Под ред. М.И. Пергамента. М.: Энергоатомиздат, 1990. Вып. 7. С. 56.
7. *Fonck R.J., Darrow D.S., Jaehnig K.P.* // *Phys. Rev. A.* 1984. V. 29. P. 6. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.29.3288>
8. *Serov S.V., De Bock M., von Hellermann M.G., Tugarinov S.N.* // *Rev. Sci. Instrum.* V. 92. P. 053517. 2021. <https://doi.org/10.1063/5.0042029>
9. *Тугаринов С.Н., Белокопытов А.А., Кулаков Д.М., Лукин А.В., Науменко Н.Н., Саттаров Ф.А., Серов В.В., Усольцева М.А., Хабанов Ф.О., Шигапова Н.М., Ярцев В.П.* // *ПТЭ.* 2016. № 1. С. 102. <https://doi.org/10.7868/S0032816216010158>
10. *Tugarinov S.N., Belokopytov A.A., Kulakov D.M., Lukin A.V., Naumenko N.N., Sattarov F.A., Serov V.V., Usoltseva M.A., Khabanov F.O., Shigapova N.M., and Yartsev V.P.* // *Instr. Exp. Tech.* 2016. V. 59. № 1. P. 104. <https://doi.org/10.1134/S0020441216010152>
11. *Лукин А.В.* // *Оптический журнал.* 2007. Т. 74. С. 80.
12. <https://www.ximea.com>
13. <https://www.zemax.com>
14. *Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И.* *Техника и практика спектроскопии.* М.: Физматлит, 1972. С. 163.
15. *Стриганов А.Р., Одинцова Г.А.* *Таблицы спектральных линий атомов и ионов.* М.: Энергоиздат, 1982.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 537.525

МАЛОГАБАРИТНАЯ ЭКСИЛАМПА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 172 нм

© 2023 г. В. Ф. Тарасенко^{а,*}, В. С. Скакун^а,
В. А. Панарин^а, Д. А. Сорокин^а^аИнститут сильноточной электроники СО РАН
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3

*e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 13.01.2023 г.

После доработки 27.01.2023 г.

Принята к публикации 09.03.2023 г.

Описана конструкция и приведены параметры малогабаритной эксилампы, имеющей оригинальный отпаянный излучатель, изготовленный из кварцевой трубки с внешним диаметром 21 мм. Исследованы характеристики излучения ксенона в вакуумной ультрафиолетовой области спектра. На полосе второго континуума ксенона, имеющего максимум на длине волны $\lambda \approx 172$ нм, при частоте следования импульсов 96 кГц получена плотность мощности излучения 30 мВт/см². Эксилампа использована для возбуждения полиметилметакрилата, в котором зарегистрирована полоса фотolumинесценции в области спектра 380–480 нм.

DOI: 10.31857/S0032816223050245, EDN: ZWJLLJ

ВВЕДЕНИЕ

Источники спонтанного излучения различных спектральных диапазонов находят широкое применение в различных областях науки и техники, продолжают работы по дальнейшему их совершенствованию [1–4]. В частности, большое внимание уделяется созданию эксиламп с отпаянными излучателями, заполненными ксеноном [5–9]. Ксеноновые эксилампы излучают в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра с высокой эффективностью. Доля энергии, излучаемая вторым континуумом молекулы Xe_2^* с максимумом полосы на длине волны 172 нм, достигает 90% от полной энергии излучения в области от 150 до 800 нм [1–3]. Для возбуждения эксиламп обычно используется импульсно-периодический барьерный разряд с частотой следования импульсов десятки кГц. Установлено, что наибольшие эффективности излучения димеров ксенона на втором континууме реализуются при микросекундной длительности импульсов напряжения с фронтом 100–300 нс и давлении газа порядка атмосферного [7].

Излучателями ксеноновых эксиламп обычно являются отпаянные колбы с электродами, которые состоят из двух соосно расположенных трубок, см., например, [1]. Колбы изготавливаются из специального кварца, имеющего высокую прозрачность на рабочей длине волны. Излучение при этом выводится через боковую поверхность кварцевых трубок, покрытую сетчатым

электродом. В зависимости от области применения облучение проводят как внутри трубки малого диаметра, так и снаружи трубки большого диаметра. Эксилампы такой конструкции при плотности мощности излучения на поверхности трубки в десятки милливольт на квадратный сантиметр позволяют получать средние мощности излучения в десятки ватт [1–9].

Однако для ряда приложений нужны малогабаритные эксилампы с выходным пучком малого размера (с площадью ≤ 1 см²). Плотность мощности излучения на выходе из колбы при этом должна составлять десятки милливольт на квадратный сантиметр. Кроме того, для большинства применений удобнее иметь плоское выходное окно. Конструкция излучателя подобной эксилампы описана в патенте [10]. В пучке, выходящем из трубки с внутренним диаметром 10 мм, была получена плотность мощности из пристеночной области до 15 мВт/см². При уменьшении давления ксенона выходное излучение было однородно распределено по поперечному сечению выходного окна, но плотность мощности излучения и средняя мощность при этом существенно уменьшались.

Цель данной работы — создание для эксилампы на димерах ксенона излучателя простой конструкции с плоским выходным окном и плотностью мощности излучения десятки милливольт на квадратный сантиметр.

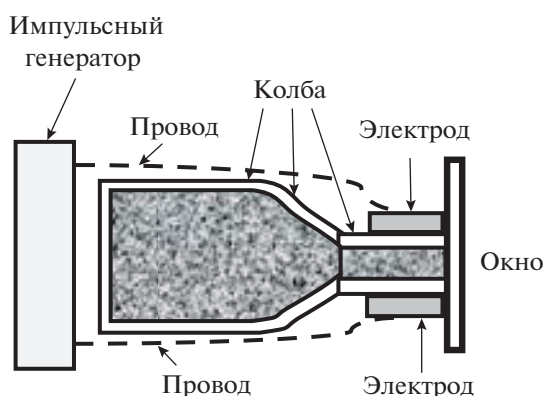


Рис. 1. Конструкция излучателя ксеноновой эксилампы.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИК ИЗМЕРЕНИЙ

Конструкция эксилампы для получения излучения на димерах ксенона с отпаянным излучателем, подключенным к источнику питания, представлена на рис. 1.

Колба излучателя была изготовлена из кварцевой трубки, имеющей внешний диаметр 21 мм и толщину стенки 1.5 мм. С правой стороны трубка при нагреве была сдавлена до получения эллипсоидальной формы с плоскими длинными сторонами. Длина этой части излучателя составила 17 мм. Переход от трубки к эллипсоиду имел длину около 10 мм. Выходное окно было изготовлено из кварцевой пластинки (GE-021) толщиной 2.18 мм, имеющей пропускание примерно 50% на длине волны 170 нм. Расстояние между внутренними стенками эллипсоидальной части трубки в первых экспериментах равнялось 6 мм, а после дополнительного сдавливания оно составило 4 мм. К противоположной стороне трубки приваривалась пластинка со штуцером, который после обезгаживания колбы и заполнения ее ксеноном высокой чистоты заваривался. Длина отпаянной колбы равнялась 100 мм. Прямоугольные электроды устанавливались вплотную к выходному окну, они имели длину 15 мм (вдоль оси колбы) и ширину 10 мм. Размер выходного окна обеспечивал защиту от поверхностного пробоя между электродами.

Возбуждение ксенона в колбе осуществлялось барьерным разрядом от генератора, который формировал попеременно импульсы положительной и отрицательной полярности. Частота следования световых импульсов f_1 могла изменяться от 3 до 96 кГц, при этом частота повторения пары импульсов генератора разной полярности $f = f_1/2$. Длительность импульсов напряжения на полувысоте составляла около 1 мкс, а длина их фронта на уровне 0.1–0.9 равнялась примерно 100 нс. По-

добный генератор описан в работе [4]. Измерения проводились как с излучателем, который был подключен к газовому пульту, так и с отпаянным излучателем.

Для измерения средней мощности излучения использовался измеритель мощности с головкой H8025-172, площадь приемной части которой равнялась 0.87 см². Кроме того, проводились измерения плотности мощности излучения в центральной части пучка через отверстие в экране размером 3 × 3 мм. Форма импульса излучения определялась с помощью ФЭУ ЕМ19781В. Спектр излучения в ВУФ-области записывался монохроматором VM-502 (Acton Research Corp.), а в ультрафиолетовой и видимой — спектрометром HR2000+ES (OceanOptics Inc.) с известными распределениями по длинам волн спектральных чувствительностей.

Напряжение на промежутке измерялось делителем АСА-6039 (АКТАКОМ), а ток разряда определялся сигналом с шунта сопротивлением 50 Ом. Электрические сигналы регистрировались осциллографом Tektronix TDS-3034 (0.3 ГГц, 2.5 выборки/нс). В качестве регистратора температуры использовалась термопара К-типа из комплекта мультиметра М-3870D (Metex), которая располагалась на заземленном электроде. Данные о мощности излучения и температуре колбы записывались при подключении к компьютеру мультиметра и измерителя мощности Hamamatsu C8026 через два СОМ-порта.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Испытания созданного малогабаритного источника излучения проводились для двух зазоров между внутренними стенками эллипсоидальной части колбы. С зазором $d = 6$ мм максимальная плотность мощности излучения на длине волны 172 нм из центральной части пучка площадью 9 мм² при оптимальном давлении ксенона 240 Торр составила примерно 26 мВт/см². В работе [10] наибольшая плотность мощности излучения с выходным окном из такого же кварца была около 15 мВт/см². С уменьшением внутреннего зазора в эллипсоидальной части колбы до 4 мм оптимальное давление ксенона увеличилось до 375 Торр и плотность мощности излучения димеров ксенона из центральной части пучка площадью 9 мм² возросла примерно до 30 мВт/см². Эти параметры были получены при частоте повторения генератора $f = 48$ кГц, формирующего последовательно пары импульсов положительной и отрицательной полярности. При этом частота следования отдельных импульсов напряжения амплитудой $|U| = 5.8$ кВ и, соответственно, излучения составляла $f_1 = 96$ кГц.

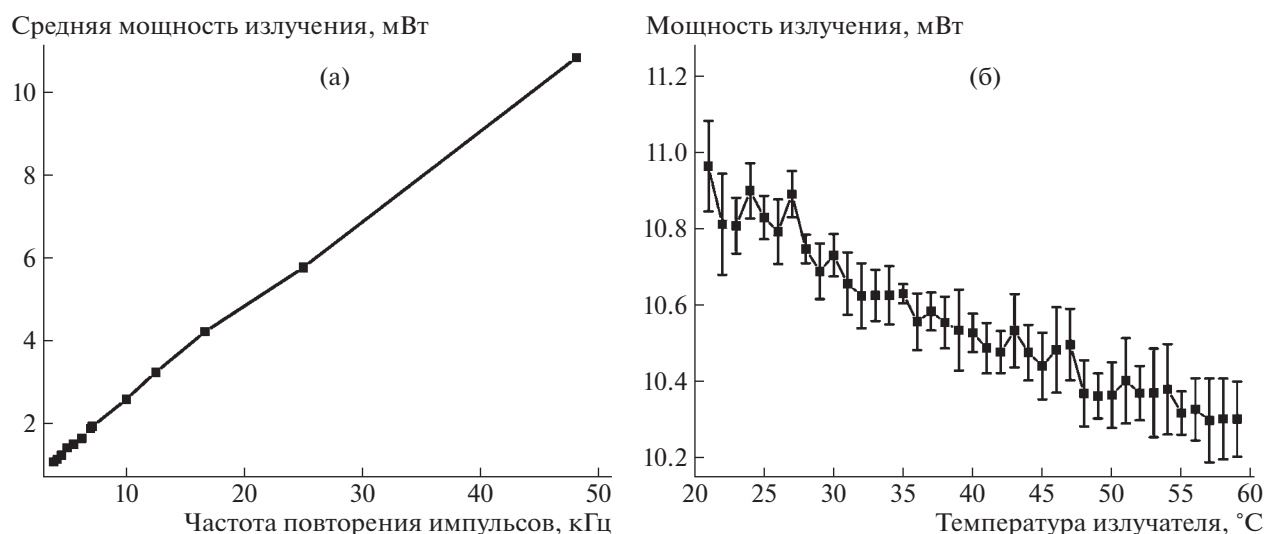


Рис. 2. Зависимости средней мощности излучения ксеноновой эксимерной лампы с длиной волны 172 нм: **а** — от частоты следования пар импульсов (положительной и отрицательной полярности); **б** — от температуры колбы, измеряемой у заземленного электрода при $f = 48$ кГц; $|U| = 5.8$ кВ.

Импульсы излучения имели треугольную форму с длительностью на полувысоте около 400 нс и длиной фронта 130 нс. Их форма и амплитуда не зависели от полярности импульсов напряжения. На рис. 2 приведены средние мощности излучения, фиксируемого приемником Н8025-172. При этом часть излучения в приемное окно не попадала.

Влияние частоты следования импульсов напряжения на среднюю мощность излучения показано на рис. 2а. Каждой точке соответствует среднее значение мощности излучения за 16 импульсов. Средняя мощность излучения линейно возрастает с увеличением частоты f , а также с ростом напряжения источника питания и давления ксенона. Однако рабочее давление ограничено напряжением пробоя ксенона. При напряжении $|U| = 5.8$ кВ и $d = 6$ мм пробой межэлектродного зазора происходит только до давления ксенона $p \approx 240$ Торр, а при $d = 4$ мм — до $p \approx 375$ Торр. Дальнейшее повышение рабочего давления ксенона может привести к увеличению средней мощности излучения, но для этого требуется дополнительная предыонизация ксенона в разрядном промежутке или дополнительный генератор для инициирования разряда.

При тестировании излучателя также было подтверждено существенное влияние температуры колбы около электродов на мощность излучения эксимерной лампы [7]. Согласно рис. 2б, нагрев колбы до 60°C примерно через 10 мин непрерывной работы эксимерной лампы привел к снижению мощности излучения на 10%. При этом комнатная температура была 23°C, влажность 45% и отсутствовало принудительное охлаждение. Далее температура колбы и средняя мощность излучения не изменя-

лись. После выключения генератора, охлаждения излучателя и последующего его включения энергетические характеристики эксимерной лампы восстанавливались. На рис. 2б стандартное отклонение рассчитывалось на основе не менее чем пяти измерений.

Испытание отпаянного излучателя на ресурс показало, что за 400 ч работы, по 5–8 ч в день, его мощность уменьшилась примерно на 50%, а затем стабилизировалась.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА

Полиметилметакрилат (ПММА, акрил, орг-стекло) широко используется в сцинтилляционных и черенковских детекторах в медицинской дозиметрии для определения поглощенной дозы при облучении различными видами ионизирующего излучения, в частности электронным пучком [11, 12]. Однако в материале радиатора черенковского детектора, помимо излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ), также возникает флуоресценция за счет возбуждения электронами пучка и фотолюминесценция за счет ИВЧ, интенсивность которого возрастает с уменьшением длины волны [13]. Это может вносить дополнительный вклад в сигнал, регистрируемый ФЭУ, и искажать результаты измерения дозы облучения [11, 14]. Эксимерная лампа с созданным излучателем была использована для проверки наличия фотолюминесценции в ПММА при воздействии излучением в ВУФ-области спектра. Для этого пластинка из ПММА толщиной 3 мм с коротковолновой границей пропускания 350 нм облучалась эксимерной лампой с длиной вол-

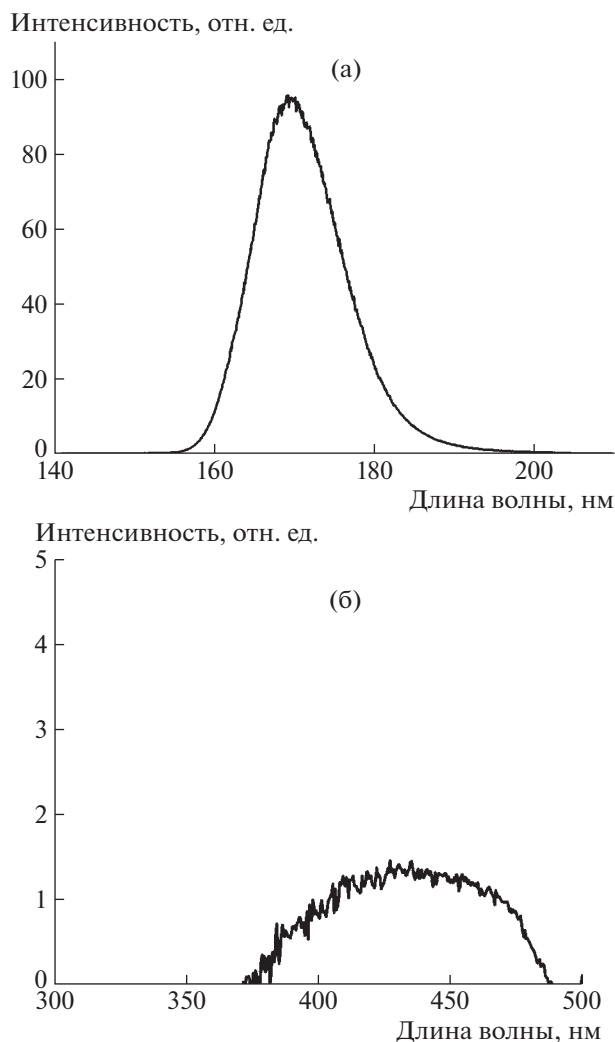


Рис. 3. Спектры излучения: **а** – ксеноновой эксилампы с длиной волны 172 нм; **б** – фотолюминесценции ПММА при облучении в течение 300 мс ксеноновой эксилампой с плотностью мощности излучения около 30 мВт/см².

ны $\lambda \approx 172$ нм. Спектр излучения приведен на рис. 3а. Пластика помещалась вплотную к плоскому выходному окну излучателя. Излучение с другой стороны пластинки по световоду, торец которого устанавливался на оси колбы, подавалось на спектрометр HR2000+ES. Спектры излучения и пропускания ПММА определялись с разрешением по длине волны примерно 0.9 нм. Для выделения спектра фотолюминесценции на фоне свечения разряда в ксеноне и люминесценции колбы излучение регистрировалось как при установке пластинки из ПММА, так и без нее. Затем определялась разница полученных сигналов с учетом поглощения в ПММА. Полученный спектр фотолюминесценции показан на рис. 3б.

Фотолюминесценция была зарегистрирована в области 380–480 нм. Примерно в этой же области ранее фотолюминесценция ПММА регистрировалась при возбуждении излучением KrCl-эксилампы и KrCl-лазера с длиной волны излучения около 222 нм [15]. Наличие излучения в области 380–480 нм подтверждает возможность преобразования коротковолнового ИВЧ, вызванного пучком высокоэнергетических электронов, в фотолюминесценцию ПММА [13].

ВЫВОДЫ

В работе описана эксилампа на димерах ксенона ($\lambda \approx 172$ нм) с малогабаритным отпаянным излучателем, предназначенная для облучения объектов малого размера, с площадью поверхности около 1 см² и менее. Возбуждение газа осуществлялось барьерным разрядом с частотой следования импульсов напряжения до 96 кГц. На выходе из плоского кварцевого окна получена плотность мощности излучения 30 мВт/см². Показано, что излучение в ВУФ-области спектра вызывает фотолюминесценцию ПММА в области 380–480 нм.

Отметим, что конструкция излучателя отличается простотой и является универсальной. При заполнении колбы другими газами ее можно использовать для создания эксиламп с различными длинами волн (207, 222, 283, 308 нм и т.д.). Используя выходные окна из кристаллов CaF₂, MgF₂ или LiF, подобные излучатели можно применять для получения излучения на димерах аргона ($\lambda \approx 126$ нм) и криптона ($\lambda \approx 146$ нм). Предполагаем, что созданный малогабаритный излучатель найдет спрос в различных областях, где необходима точечная подсветка ВУФ-излучением.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Д.С. Печеницина за создание источника питания для излучателя, а А.Н. Панченко и Н.П. Виноградова за помощь при измерениях спектров излучения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-15-2021-1026 от 15.11.2021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gellert B., Kogelschatz U. // Appl. Phys. B. 1991. V. 52. P. 14.
<https://doi.org/10.1007/BF00405680>

2. *Sosnin E.A., Tarasenko V.F., Lomaev M.I.* UV and VUV excilamps. Deutschland/Germany, Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012. ISBN 978-3-695-21756-2.
3. *Oppenlander T.* Handbook of organic photochemistry and photobiology. Boca Raton, L., NY: CRC Press, 2012. V. 1. P. 21.
4. *Ломаев М.И., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Скакун В.С., Ерофеев М.В., Лисенко А.А.* // ПТЭ. 2006. № 5. С. 5.
5. *Mildren R.P., Carman R.J.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2001. V. 34. № 1. P. L1. www.iop.org/Journals/jd PII: S0022-3727(01)14862-X
6. *Arnold E., Lomaev M.I., Shitz D.V., Skakun V.S., Tarasenko V.F.* // In Proceeding International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers IV. Russia, Tomsk: SPIE, 2002. V. 4747. P. 345.
7. *Ломаев М.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 11. С. 68.
8. *Al-Gharabli S., Engeßer P., Gera D., Klein S., Oppenländer T.* // Chemosphere. 2016. V. 144. P. 811. <https://doi.org/10.1016/j.chemosphere.2015.09.012>
9. *Tsuji M., Kawahara T., Uto K., Kamo N., Miyano M., Hayashi J.I., Tsuji T.* // Environmental Science and Pollution Research. 2018. V. 25. № 19. P.18980. <https://doi.org/10.1007/s11356-018-2103-2>
10. *Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Скакун В.С., Панарин В.А.* Патент RU 2546144 // Оpubл. 10.04.2015. Бюллетень № 10.
11. *Lee B., Shin S.H., Yoo W.J., Jang K.W.* // Optical Review. 2016. V. 23. № 5. P. 806. <https://doi.org/10.1007/s10043-016-0240-8>
12. *Christensen J.B., Almhagen E., Nyström H., Andersen C.E.* // Physics in Medicine & Biology. 2018. V. 63. № 6. P. 065001. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aaafad>
13. *Тарасенко В.Ф., Бакут Е.Х., Ерофеев М.В., Бураченко А.Г.* // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129. Вып. 5. С. 569. <https://doi.org/10.21883/OS.2021.05.50883.310-20>
14. *Araujo G.R., Pollmann T., Ulrich A.* // The European Physical Journal C. 2019. V. 79. № 8. P. 1. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7152-2>
15. *Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф., Генин Д.Е., Пучикин А.В.* // Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 1. С. 5. <https://doi.org/10.51368/2307-4469-2022-10-1-5-13>

ИЗМЕРИТЕЛЬ ВНУТРЕННЕЙ КВАНТОВОЙ
ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТОДИОДА© 2023 г. В. А. Сергеев^{а,*}, О. А. Радаев^а, И. В. Фролов^а^аУльяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 432071, Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2

*e-mail: sva@ulstu.ru

Поступила в редакцию 23.03.2023 г.

После доработки 21.05.2023 г.

Принята к публикации 15.06.2023 г.

Приведены описание и характеристики разработанного измерителя внутренней квантовой эффективности (ВКЭ) InGaN-светодиодов. Измеритель позволяет определять ВКЭ светодиодов в диапазоне токов до 25 мА путем измерения ватт-амперной характеристики и решения системы уравнений, связывающих значения мощности излучения светодиода при двух токах с аппроксимирующей функцией, полученной на основе ABC-модели (модели рекомбинации носителей заряда в светоизлучающей гетероструктуре, где А, В и С – коэффициенты безызлучательной, излучательной и оже-рекомбинации соответственно). В отличие от известных российских и зарубежных аналогов, измеритель ВКЭ характеризуется простотой аппаратной реализации и позволяет определять ВКЭ светодиодов при комнатной температуре. Работа измерителя апробирована на примере измерения ВКЭ коммерческих InGaN-светодиодов зеленого и синего свечения. Измеритель может быть использован в научных лабораториях, а также во входном контроле предприятий – изготовителей светодиодной продукции.

DOI: 10.31857/S0032816223060071, EDN: WWTKVO

1. ВВЕДЕНИЕ

Внутренняя квантовая эффективность (ВКЭ) – важнейшая характеристика светодиода, определяющая эффективность преобразования электрического тока в оптическое излучение. ВКЭ светодиода определяется как отношение числа фотонов, рожденных в активной области светодиода в единицу времени, к числу инжектированных в эту область электронов [1]. ВКЭ является безразмерной величиной, принимающей значения в диапазоне от 0 до 1. Эта характеристика используется при оценке качества изготовления светоизлучающих гетероструктур, их энергетической эффективности, а также при исследовании механизмов спада эффективности излучения при больших токах и механизмов деградации светодиодов в процессе их испытаний. Сложности измерений ВКЭ связаны с тем, что не все фотоны, образованные в активной области, излучаются светодиодом: часть фотонов может поглощаться подложкой, защитным покрытием или материалом линзы, поэтому ВКЭ нельзя измерить прямым неразрушающим методом. Для измерений ВКЭ используются разные косвенные методы, которые имеют свои допущения и ограничения.

Известны методы, основанные на измерении температурной зависимости фотолюминесцен-

ции [2–5]. Такие методы предполагают, что при температуре порядка единиц кельвинов все носители заряда в активной области светодиода рекомбинируют с образованием света и ВКЭ равна единице. В работе [5] для измерений использовалась установка, в которой исследуемый светодиод помещался в гелиевый криостат замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 10 до 300 К. Фотолюминесценция светодиода возбуждалась лазерным диодом с длиной волны 405 нм, выходная мощность которого могла варьироваться от 0 до 250 мВт. Излучение лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 30 см. Излучение фотолюминесценции светодиода фокусировалось на входе монохроматора. Интенсивность различных спектральных составляющих на выходе монохроматора определялась фотоэлектронным умножителем, который был подключен к компьютеру для сбора данных. Для определения ВКЭ измерялись зависимости интенсивности фотолюминесценции от мощности возбуждающего лазерного излучения при разных температурах в диапазоне от 10 до 300 К и нормировались на характеристику, измеренную при температуре 10 К.

Существует метод, основанный на измерении ВКЭ по параметрам катодолюминесценции све-

тоизлучающих гетероструктур [6]. Способ заключается в возбуждении катодолюминесценции светоизлучающих гетероструктур путем облучения пучком электронов в импульсном режиме с длительностью импульса от 10 до 400 нс с энергией электронов преимущественно 18 кэВ и выше. Электронный пучок, попадая на образец, проникает в глубь светоизлучающих гетероструктур, вызывая генерацию свободных носителей заряда. Межзонная рекомбинация носителей заряда в активной области приводит к излучению светоизлучающих гетероструктур, интенсивность которого измеряется в импульсном режиме при помощи спектрометрической системы на базе монохроматора, фотоэлектронного умножителя и осциллографа. Поскольку ионизационные потери не зависят от координаты, абсолютное значение ВКЭ тестируемых светоизлучающих гетероструктур определяется при помощи эталонного образца путем нормирования интенсивности излучения исследуемой светоизлучающей гетероструктуры на интенсивность излучения эталонного образца с известным абсолютным значением ВКЭ.

Указанные методы измерений характеризуются сложностью аппаратной реализации или необходимостью наличия эталонного образца, что затрудняет их применение для определения ВКЭ светодиода в нормальных условиях.

Существуют способы измерения ВКЭ, основанные на определении параметров общепринятой АВС-модели рекомбинации носителей заряда в светоизлучающих гетероструктурах (где А, В и С — коэффициенты безызлучательной, излучательной и оже-рекомбинации соответственно) на основе нитридов III группы и определении ВКЭ по функциональным зависимостям, связывающим рекомбинационные параметры АВС-модели с параметрами электролюминесценции светодиода [7–12]. Например, способ, представленный в работах [8, 9], состоит в том, что через светодиод пропускается постоянный электрический ток для возбуждения электролюминесценции и при двух значениях тока, соответствующих диапазону роста токовой зависимости ВКЭ светодиода, измеряются полные мощности оптического излучения светодиода, затем при каждом из этих значений тока через светодиод дополнительно пропускается переменный гармонический ток малой амплитуды и измеряются значения граничной частоты электролюминесценции и по полученным значениям полных мощностей излучения и граничных частот электролюминесценции рассчитывается значение ВКЭ светодиода. Недостатками этого способа являются значительные аппаратные затраты и погрешности, связанные с измерениями граничных частот при малых уровнях сигнала.

Способ, представленный в работе [10], основан на измерении зависимости от тока I сигнала

фотоприемника L_{ext} , который пропорционален мощности излучения, вычислении внешней квантовой эффективности $\eta_{ext}(I) \sim qL_{ext}(I)/I$ в относительных единицах и аппроксимации зависимости $\eta_{ext}^{-1}(I) - L_{ext}(I)^{-1/2}$ в диапазоне малых токов линейной функцией вида $\eta_{ext}^{-1}(I) = \eta_{ext}^{-1} + SI/L_{ext}(I)^{-1/2}$, где η_{ext} — коэффициент оптического вывода излучения, SI — крутизна аппроксимирующей функции. ВКЭ $\eta_{IQE}(I)$ рассчитывается по формуле $\eta_{IQE}(I) = \eta_{ext} \times \eta_{ext}(I)$.

Способ, предложенный авторами работы [11], состоит в измерении ватт-амперной характеристики светодиода $P-I$, определении тока I_p , при котором внешняя квантовая эффективность достигает максимального значения, вычислении параметров $Y = I/I_p$ и $X = (P(I)/P(I_p))^{0.5}$, аппроксимации зависимости $Y(X)$ функцией вида $Y(X) = a_1X + a_2X^2$, определении тока I_{ref} , при котором коэффициент a_2 принимает минимальное значение, и расчете ВКЭ по формуле $\eta_{IQE}(I) = \eta_{IQE}(I_{ref}) \times \eta_{EQE}(I)/\eta_{EQE}(I_{ref})$. Точность измерения ВКЭ зависит не только от точности измерения ватт-амперной характеристики, но и от точности определения экстремумов аппроксимирующих функций.

В настоящей работе представлено описание измерителя ВКЭ светодиодов, реализующего способ определения ВКЭ по результатам измерений ватт-амперной характеристики светодиода [12].

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Способ измерений ВКЭ, представленный в работе [12], основан на общепринятой АВС-модели рекомбинации носителей заряда в светоизлучающих гетероструктурах с множественными квантовыми InGaN/GaN-ямами [13]. Согласно АВС-модели, существует три основных канала рекомбинации носителей заряда, инжектированных в активную область светоизлучающих гетероструктур: канал безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла, канал излучательной межзонной рекомбинации и канал безызлучательной оже-рекомбинации. При малых токах, соответствующих диапазону роста зависимости ВКЭ от тока, при отсутствии утечки носителей заряда из активной области светоизлучающих гетероструктур скорость безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла и излучательной межзонной рекомбинации существенно [14] преобладает над скоростью безызлучательной оже-рекомбинации. Соответственно, при малых токах оже-рекомбинацией можно пренебречь, а ватт-амперную характеристику светодиода можно аппроксимировать функцией [15]

$$P(I) = m(1 - \sqrt{1 + 2qI} + qI) = \frac{m}{2}(\sqrt{1 + 2qI} - 1)^2, \quad (1)$$

в которой коэффициенты m и q связаны с параметрами светоизлучающих гетероструктур выражениями:

$$m = \eta_{\text{extr}} V \frac{hc}{\lambda} \frac{A^2}{2B}, \quad (2)$$

$$q = \frac{\eta_{\text{inj}} 2B}{eV A^2}, \quad (3)$$

где η_{extr} — коэффициент оптического вывода излучения, V — объем активной области гетероструктуры, h — постоянная Планка, c — скорость света; λ — длина волны излучения, A и B — коэффициенты безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли—Рида—Холла и излучательной рекомбинации соответственно, η_{inj} — коэффициент инжекции носителей заряда в активную область, e — элементарный заряд.

ВКЭ определяется выражением

$$\eta_{\text{IQE}}(I) = \frac{e\lambda}{hc\eta_{\text{extr}}} \frac{P(I)}{I} = \frac{\sqrt{1 + 2qI} - 1}{\sqrt{1 + 2qI} + 1}. \quad (4)$$

Параметр q может быть определен путем измерения мощности излучения светодиода $P(I_1)$ и $P(I_2)$ при двух малых токах I_1 и I_2 ($I_1 < I_2$) и решения системы уравнений:

$$\begin{cases} P(I_1) = \frac{m}{2}(\sqrt{1 + 2qI_1} - 1)^2, \\ P(I_2) = \frac{m}{2}(\sqrt{1 + 2qI_2} - 1)^2. \end{cases} \quad (5)$$

Окончательное выражение для определения ВКЭ светодиода по результатам измерений его ватт-амперной характеристики имеет вид

$$\eta_{\text{IQE}}(I) = \frac{I_1\sqrt{P(I_2)} - I_2\sqrt{P(I_1)}}{P(I_1)\sqrt{P(I_2)} - P(I_2)\sqrt{P(I_1)}} \frac{P(I)}{I}. \quad (6)$$

Ток I_2 выбирается из диапазона значений, при которых ВКЭ возрастает, и действием оже-рекомбинационной составляющей можно пренебречь. В работе [16] показано, что для выполнения этого условия ток I_2 должен быть примерно в 5 раз меньше, чем ток I_{max} , при котором достигается максимум ВКЭ. При этом составляющая погрешности, обусловленная приближением модели, не превышает 1%. Максимальное значение эффективности современных InGaN-светодиодов достигается при плотностях тока порядка 1–10 А/см². Выбор значения тока I_1 для измерения мощности излучения $P(I_1)$ определяется точностью ваттметра, используемого для измерения ватт-амперной характеристики светодиода, поэтому ток I_1 выбирается наименьшим, при котором обеспечивается заданный уровень точности.

Выражение (6) получено, исходя из предположения, согласно которому ток утечки носителей заряда пренебрежимо мал по сравнению с рекомбинационной составляющей тока. В работах [17, 18] показано, что при малых плотностях тока (приблизительно до 10 А/см²), при которых рассчитывается коэффициент вывода излучения

$$(I_1\sqrt{P(I_2)} - I_2\sqrt{P(I_1)}) / (P(I_1)\sqrt{P(I_2)} - P(I_2)\sqrt{P(I_1)}),$$

ток утечки составляет доли процента от полного тока светодиода. В связи с этим значение систематической погрешности, возникающей из-за пренебрежения током утечки, составляет доли процента.

3. ПРИНЦИП РАБОТЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЯ

На рис. 1 представлена структурная схема измерителя ВКЭ светодиодов. Управление аппаратной частью осуществляется компьютером через UART-интерфейс. При запуске цикла измерения микроконтроллер AT91SAM7X256 выдает код на 16-разрядный цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП) AD5542, который формирует опорное напряжение для источника тока на операционном усилителе (ОУ) AD820 в диапазоне 0–3 В. Источник тока устанавливает такое значение выходного тока, при котором падение напряжения на токосъемном резисторе, включенном последовательно с исследуемым светодиодом, равно величине управляющего напряжения. Мультиплексор предназначен для переключения нагрузочных прецизионных резисторов, с помощью которых задается ток через исследуемый светодиод.

Исследуемый светодиод и фотодиод фотоприемника закрепляются соосно с помощью адаптера, обеспечивающего защиту от внешней засветки.

Излучение исследуемого светодиода попадает на фотодиод SFH203. Малошумящий трансимпедансный усилитель на ОУ OPA192 преобразует фототок фотодиода, пропорциональный мощности излучения светодиода, в электрический сигнал. Напряжение на выходе фотоприемника, регистрирующего оптическое излучение светодиода, прямо пропорционально мощности излучения светодиода при токе I :

$$U(I) = kP(I), \quad (7)$$

где k — коэффициент, имеющий размерность [В/Вт], значение которого определяется чувствительностью фотоприемника, коэффициентом усиления, а также диаграммами направленности светодиода и фотодиода.

Поскольку коэффициент k не зависит от тока, согласно формулам (6) и (7) ВКЭ определяется по формуле

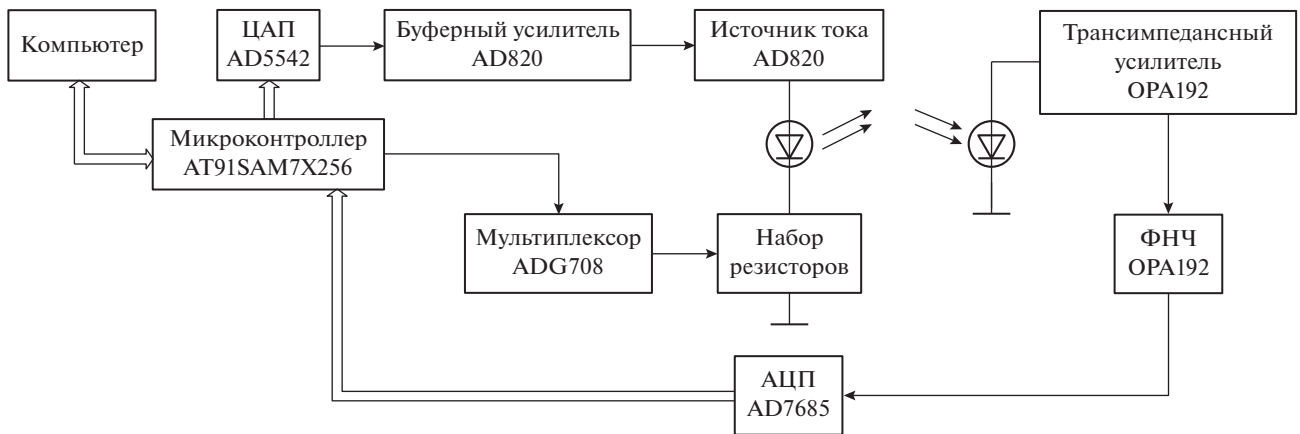


Рис. 1. Структурная схема измерителя ВКЭ светодиодов.

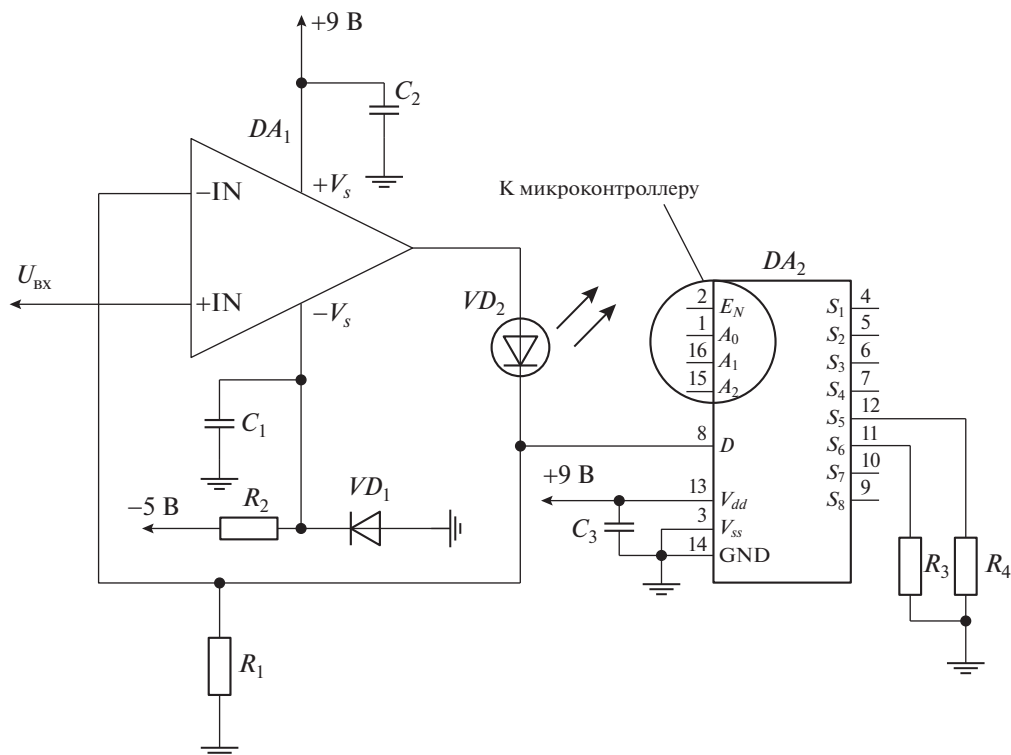


Рис. 2. Схема источника тока.

$$\eta_{IQE}(I) = \frac{I_1 \sqrt{U(I_2)} - I_2 \sqrt{U(I_1)}}{U(I_1) \sqrt{U(I_2)} - U(I_2) \sqrt{U(I_1)}} \frac{U(I)}{I}. \quad (8)$$

После сглаживания фильтром нижних частот (ФНЧ) сигнал фотоприемника $U(I)$ преобразуется 16-разрядным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) AD7685 в числовой код и через микроконтроллер передается в компьютер. Схема источника тока представлена на рис. 2.

Схема реализована на ОУ AD820, предназначена для генерации стабильного тока для свето-

диода и позволяет точно отслеживать изменения тока в нагрузке. ОУ AD820 имеет низкие значения напряжения и тока смещения и стабильные характеристики, что позволяет формировать значение рабочего тока светодиода с погрешностью установки не более $\pm 0.1\%$. Ток, протекающий через нагрузку, создает падение напряжения на токозадающем резисторе, которое сравнивается с опорным напряжением от ЦАП. Путем подключения к резистору R_1 резисторов R_3 или R_4 изменяется диапазон устанавливаемого тока через

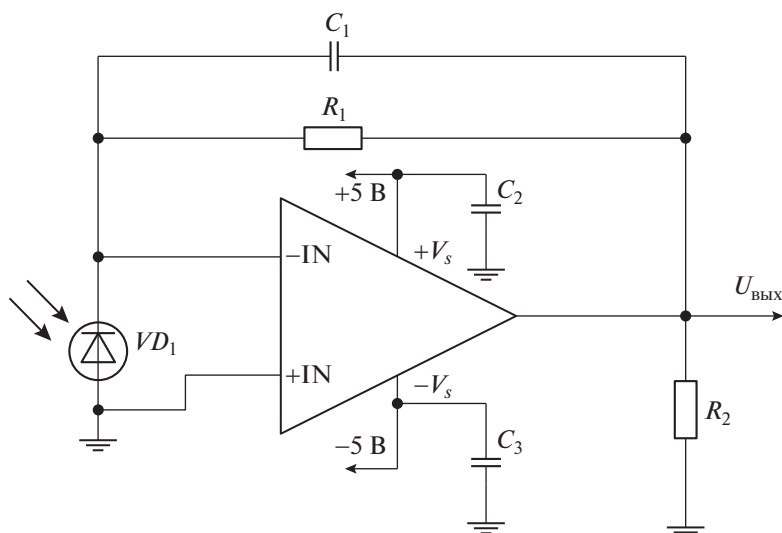


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема трансимпедансного усилителя.

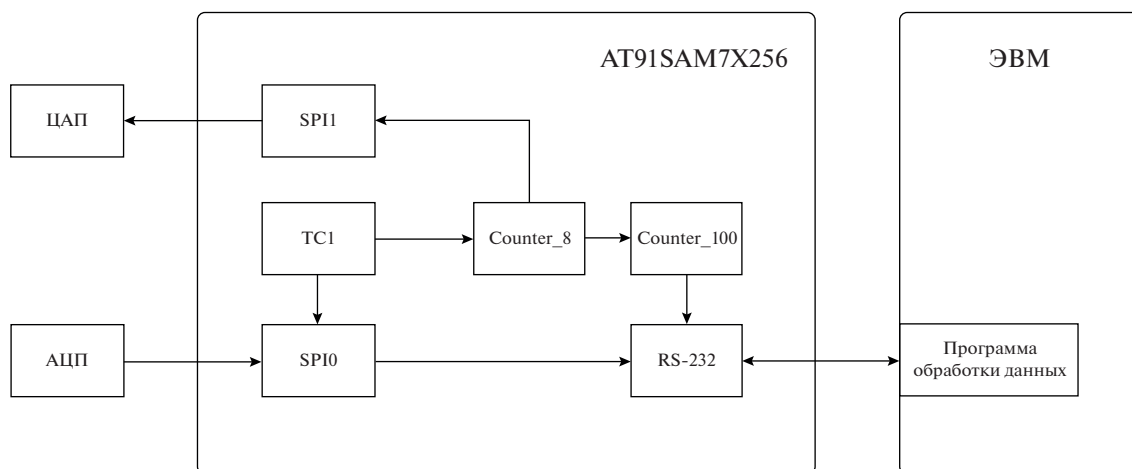


Рис. 4. Структурная схема управляющей программы.

светодиод: 0–60 мкА, 0–1 мА, 0–25 мА. Резисторы переключаются мультиплексором ADG708, который управляется микроконтроллером.

Схема трансимпедансного усилителя, реализованного на ОУ ОРА192 и используемого в составе фотоприемного устройства, приведена на рис. 3. Фотодиод SFH203 включен в фотогальваническом режиме. В таком режиме фотодиод имеет малый уровень темнового тока. Верхний предел измеряемого фототока ограничивается максимально допустимым выходным током ОУ (30 мА), а нижний предел определяется входными токами смещения ОУ и их дрейфами.

В качестве ФНЧ использовался фильтр Баттерворта четвертого порядка на ОУ ОРА192.

Синхронизация устройства осуществлялась с помощью таймера – счетчика TC1 (рис. 4). По пе-

реднему фронту импульса таймера запускалось прерывание. В обработчике прерывания по SPI0 осуществлялся прием данных от АЦП. При каждом значении тока светодиода сигнал фотоприемника для уменьшения случайных погрешностей измерялся восемь раз и усреднялся с сохранением в массив данных. Затем SPI1 увеличивал на выбранный шаг значение задающего тока светодиода. После формирования массива из ста усредненных значений осуществлялась его передача по интерфейсу RS232 в ЭВМ.

Программа для обработки данных написана в среде разработки VisualStudio. Программа позволяет установить диапазон изменения тока светодиода, строит график зависимости $U(I)$ сигнала фотоприемника от тока светодиода в процессе измерения, а по окончании измерения рассчиты-

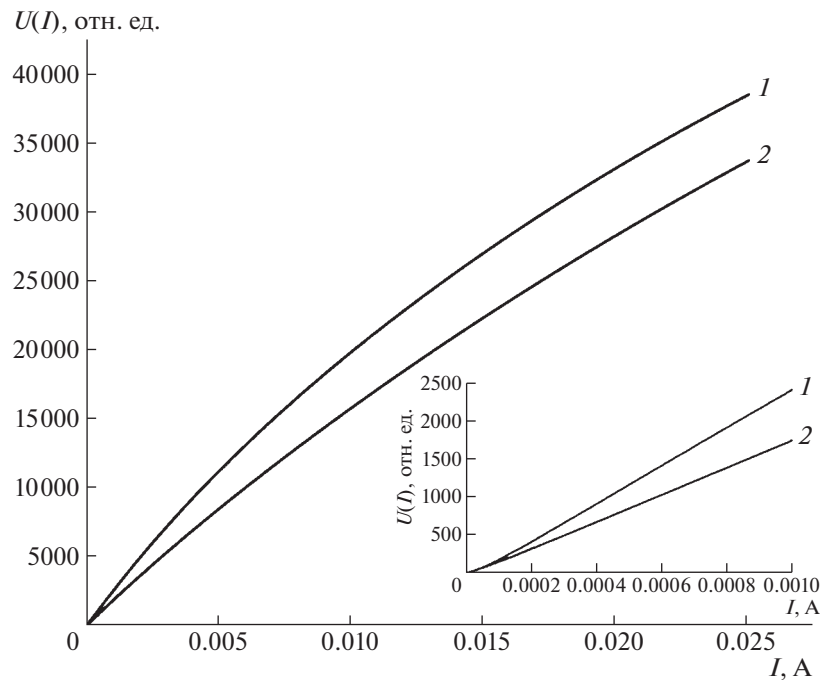


Рис. 5. Ватт-амперные характеристики светодиодов двух типов: 1 – КИПД40У20-Л5-П7; 2 – КИПД40Т20-С1-П7.

вает и выводит на экран график ВКЭ. Программа позволяет осуществлять прием данных и их сохранение в текстовом файле для дальнейшего анализа и обработки.

Расчет ВКЭ проводился следующим образом. Рассчитывалась функция $f(I) = U(I)/I$. Путем дифференцирования функции $f(I)$ и решения уравнения вида $\frac{d}{dI} f(I) = 0$ определялся ток $I_{\max}$, при котором функция $f(I)$ достигала максимального значения. Затем определялись значения токов I_1 и I_2 ($I_1 < I_2$). Ток I_2 задавался равным $0.2I_{\max}$. Чтобы снизить влияние погрешности измерения сигнала фотоприемника $U(I_1)$ на результат расчета ВКЭ, ток I_1 необходимо выбирать таким образом, чтобы значение $U(I_2)$ существенно превышало $U(I_1)$. Однако при измерении сигнала фотоприемника при малом токе светодиода возрастает составляющая погрешности, обусловленная влиянием шума фотоприемника. Поэтому ток I_1 выбирался из условия $I_1 \approx 0.5I_2 = 0.1I_{\max}$.

Основные технические характеристики измерителя таковы: диапазоны изменения тока через светодиод 0–60 мкА, 0–1 мА, 0–25 мА; минимальный шаг изменения тока определяется разрядностью ЦАП и для 16-битного AD5542 составляет 0.92 нА для диапазона тока 0–60 мкА; скорость нарастания тока светодиода зависит от шага изменения тока и может изменяться в диапазоне 3 мА/с – 10 А/с.

Апробация измерителя проведена на коммерческих светодиодах двух типов: КИПД40У20-Л5-П7 зеленого свечения и КИПД40Т20-С1-П7 синего свечения. Рабочий ток светодиодов обоих типов составляет 20 мА. Ватт-амперные характеристики светодиодов были измерены в диапазоне токов от 10 мкА до 20 мА (рис. 5). Время измерения составило примерно 1 мин. На вставке рис. 5

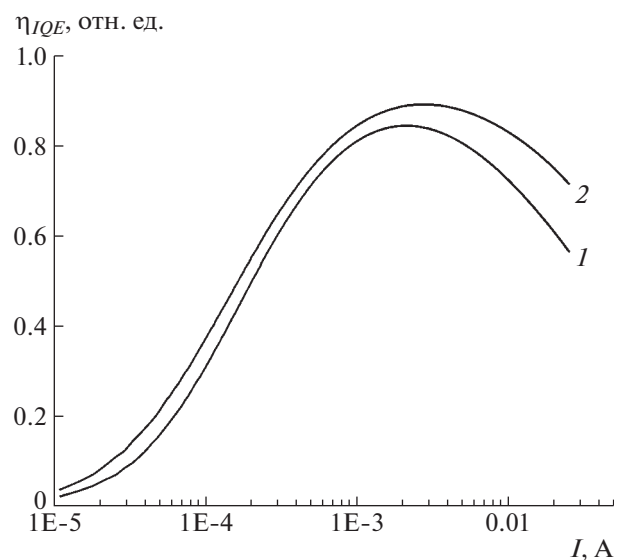


Рис. 6. ВКЭ светодиодов двух типов: 1 – КИПД40У20-Л5-П7; 2 – КИПД40Т20-С1-П7.

Таблица 1. Результаты измерений ВКЭ синего светодиода при токе $I_{\max} = 2.75$ мА

I_1 , мкА	I_2 , мкА		
	392	552	683
145	0.883	0.889	0.896
276	0.902	0.903	0.910
421	0.900	0.905	0.916

приведены ватт-амперные характеристики в диапазоне малых токов. На рис. 5 видно, что кривизна графиков при малых токах (меньше тока $I_{\max}$) и больших токах (больше тока $I_{\max}$) различается: при малых токах характер ватт-амперной характеристики “суперлинейный”, а при больших токах — “сублинейный”.

Графики ВКЭ двух образцов исследованных светодиодов представлены на рис. 6. На рисунках видно, что при увеличении тока значение ВКЭ светодиодов возрастает, достигает максимума (у зеленого светодиода при токе 2.14 мА, у синего — при токе 2.75 мА), и убывает. Значения токов, использованные в расчетах, для зеленого светодиода принимались равными $I_1 = 214$ мкА и $I_2 = 428$ мкА, а для синего — $I_1 = 276$ мкА и $I_2 = 552$ мкА. В табл. 1 приведены результаты определения максимального значения ВКЭ синего светодиода, рассчитанные по значениям ватт-амперной характеристики, взятым при различных токах I_1 и I_2 .

Согласно результатам табл. 1, среднее значение ВКЭ синего светодиода при токе $I_{\max} = 2.75$ мА составляет 0.900, а граница доверительного интервала случайной погрешности при доверительной вероятности 0.95 составляет $\pm 0.9\%$.

Выполнено сравнение результатов измерения ВКЭ, полученных представленным способом и способами, описанными в работах [10, 11], при двух токах: при токе $I_{\max}$ и при рабочем токе 20 мА. Результаты приведены в табл. 2, 3.

Наибольшая относительная разница между результатами измерений, полученными предложенным способом и известными способами, составляет 3.2%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен способ и описан измеритель ВКЭ излучения InGaN-светодиода в диапазоне рабочих токов. Способ состоит в измерении ватт-амперной характеристики светодиода в диапазоне рабочих токов, в аппроксимации этой характеристики на основе ABC-модели рекомбинации носителей заряда в гетероструктуре светодиода простой функцией с учетом малости оже-рекомбинации, в определении параметров аппроксимирующей функции по результатам измерения ватт-амперной характеристики при двух значениях тока, соответствующих диапазону роста токовой зависимости ВКЭ светодиода, при которых влиянием оже-рекомбинации можно пренебречь, и в последующем расчете ВКЭ для всего рабочего диапазона токов.

Описанный в статье измеритель реализует предложенный способ в автоматическом режиме с передачей данных в компьютер и с расчетом значений ВКЭ во всем рабочем диапазоне токов по результатам измерения ватт-амперной характеристики светодиода. Работа измерителя апробирована на примере измерения ВКЭ коммерческих InGaN-светодиодов зеленого и синего свечения. Полученные зависимости ВКЭ хорошо соответствуют характеристикам, приведенным в технической документации на типы исследованных светодиодов.

Таблица 2. Значения ВКЭ зеленого светодиода КИПД40У20-Л5-П7

I , мА	Результат измерения $\eta_{IQE}(I)$ предложенным способом	Результат измерения $\eta_{IQE}(I)$ способом, представленным в работе [10]	Результат измерения $\eta_{IQE}(I)$ способом, представленным в работе [11]
2.14	0.811	0.812	0.815
20	0.558	0.559	0.561

Таблица 3. Значения ВКЭ синего светодиода КИПД40Т20-С1-П7

I , мА	Результат измерения $\eta_{IQE}(I)$ предложенным способом	Результат измерения $\eta_{IQE}(I)$ способом, представленным в работе [10]	Результат измерения $\eta_{IQE}(I)$ способом, представленным в работе [11]
2.75	0.900	0.872	0.885
20	0.708	0.704	0.714

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шуберт Ф. Светодиоды / Под ред. А.Э. Юновича, Москва: Физматлит, 2008.
2. Shim J.-I., Shin D.-S. // *Nanophotonics*. 2018. V. 7 (10). P. 1601.
<https://doi.org/10.1515/nanoph-2018-0094>
3. Marcinkevicius S., Yapparov R., Chow Y.C., Lynsky C., Nakamura S., DenBaars S.P., Speck J.S. // *Appl. Phys. Lett.* 2021. V. 119. P. 071102.
<https://doi.org/10.1063/5.0063237>
4. Wang L., Jin J., Mi C., Hao Z., Luo Y., Sun C., Han Y., Xiong B., Wang J., Li H. // *Materials*. 2017. V. 10. P. 1233.
<https://doi.org/10.3390/ma10111233>
5. Lu B., Wang L., Hao Z., Luo Y., Sun C., Han Y., Xiong B., Wang J., Li H., Chen K., Zhuo X., Li J., Kang J. // *Applied Sciences*. 2019. V. 9. P. 383.
<https://doi.org/10.3390/app9030383>
6. Прудаев И.А., Олешко В.И., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Толбанов О.П., Ивонин И.В. Патент № 2503024 РФ.
7. Han D.-P., Yamamoto K., Ishimoto S., Iwaya M., Takeuchi T., Kamiyama S., Akasaki I. // *Appl. Phys. Express*. 2019. V. 12. P. 032006.
<https://doi.org/10.7567/1882-0786/aafca2>
8. Фролов И.В., Сергеев В.А., Радаев О.А. // *Журнал технической физики*. 2021. Т. 91. С. 1264.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2021.08.51102.54-21>
9. Сергеев В.А., Фролов И.В. Патент № 2740433 РФ.
10. Van Opdorp C., 't Hooft G.W. // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52. P. 3827.
<https://doi.org/10.1063/1.329845>
11. Shim J.-I., Han D.-P., Oh C.-H., Jung H., Shin D.-S. // *IEEE J. Quant. Electron.* 2018. V. 54. № 2. Art. № 8000106.
<https://doi.org/10.1109/JQE.2018.2795044>
12. Фролов И.В., Сергеев В.А. Патент № 2789118 РФ.
13. Karpov S. // *Opt. Quantum Electron.* 2015. V. 47. P. 1293.
<https://doi.org/10.1007/s11082-014-0042-9>
14. David A., Young N.G., Lund C., Craven M.D. // *ECS J. Sol. State Sci. Technol.* 2020. V. 9. P. 016021.
<https://doi.org/10.1149/2.0372001JSS>
15. Фролов И.В., Сергеев В.А. Диагностический контроль качества светодиодов по локальным параметрам электролюминесценции и фототока. Москва: СОЛОН-Пресс, 2023.
16. Радаев О.А., Фролов И.В., Сергеев В.А. Радиоэлектронная техника: межвузов. сб. науч. тр. Ульяновск: УлГТУ, 2021. С. 116.
17. Onwukaeme C., Lee B. and Ryu H.-Y. // *Nanomaterials*. 2022. V. 12. P. 2405.
<https://doi.org/10.3390/nano12142405>
18. Meyaard D.S., Lin G.-B., Cho J., Schubert E.F. *Nitride Semiconductor Light-Emitting Diodes (LEDs): Materials, Technologies and Applications*. 2014. P. 279.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ
ДВУМЯ ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ:
РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ,
А ТАКЖЕ ИХ ПРИМЕНЕНИЕ© 2023 г. В. В. Осипов^а, А. Н. Орлов^{а,*}, В. В. Лисенков^а,
Р. Н. Максимов^{а,**}, В. А. Шитов^а^аИнститут электрофизики УрО РАН
Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

*e-mail: orlov@iep.uran.ru

**e-mail: romanmaksimov@e1.ru

Поступила в редакцию 31.01.2023 г.

После доработки 19.05.2023 г.

Принята к публикации 14.06.2023 г.

Проведены теоретические и экспериментальные исследования распределения магнитного поля в пространстве между двумя постоянными магнитами цилиндрической формы со сквозными отверстиями в центре. В середине пространства размерами $2 \times 2 \times 2$ мм³ вблизи оси симметрии обнаружено магнитное поле с неоднородностью не более чем 3%, а в области $1 \times 1 \times 1$ мм³ – менее 1%. На основе расчетных и экспериментальных результатов разработана и изготовлена установка для определения постоянной Верде (V) с применением постоянных магнитов из неодима. Определены магнитооптические постоянные для образцов оптической керамики из Tb₂O₃ и Tb₃Ga₅O₁₂ на длинах волн 0.628 и 1.06 мкм.

DOI: 10.31857/S003281622306006X, EDN: WWVDAG

1. ВВЕДЕНИЕ

В современной оптоэлектронике и световолоконной технике немаловажную роль играют магнитооптические элементы, используемые для управления длительностью и частотой импульсов излучения. В последнее время для этой цели широко разрабатывается магнитооптическая керамика, обладающая большой по сравнению с магнитооптическими стеклами величиной постоянной Верде. Так, для керамики из Tb₃Ga₅O₁₂ постоянная Верде на длине волны 1.06 мкм составляет 40 рад/(Тл · м), а у образцов из оксида тербия (Tb₂O₃) на той же длине волны постоянная Верде увеличивается до 140 рад/(Тл · м), что позволяет уменьшить длину магнитооптического элемента более чем в три раза [1].

Как известно, постоянная Верде характеризует магнитное вращение плоскости поляризации в веществе. Образец, помещенный в магнитное поле, поворачивает плоскость поляризации света, распространяющегося по направлению поля, на угол $\varphi = V \cdot l \cdot B$, где l – длина пути луча в образце (м), B – индукция магнитного поля (Тл), V – постоянная Верде (рад/(Тл · м)). При этом величина V не зависит от направления распространения

света вдоль оси магнитного поля, но сильно зависит от температуры образца и длины волны излучения [2, 3].

В технологии производства магнитооптической керамики существенную роль играют аппаратура и методика для определения постоянной Верде. Необходимым элементом при измерении магнитооптической постоянной является источник постоянного магнитного поля, в качестве которого используются соленоиды, электромагниты с зазором между полюсами и редко постоянные магниты из разных материалов. Первоначально нами в установке для определения постоянной Верде был применен электромагнит панцирного типа с источником стабилизированного тока до 10 А и напряжением до 60 В [1]. Установлено, что существенными недостатками электромагнита являются большие габаритные размеры, наличие в измерительной установке достаточно мощного источника стабилизированного тока и быстрый нагрев его обмоток. В данной работе описывается методика для определения постоянной Верде с источником магнитного поля на постоянных неодимовых магнитах. Хотя в ряде работ упоминается применение постоянных магнитов в каче-

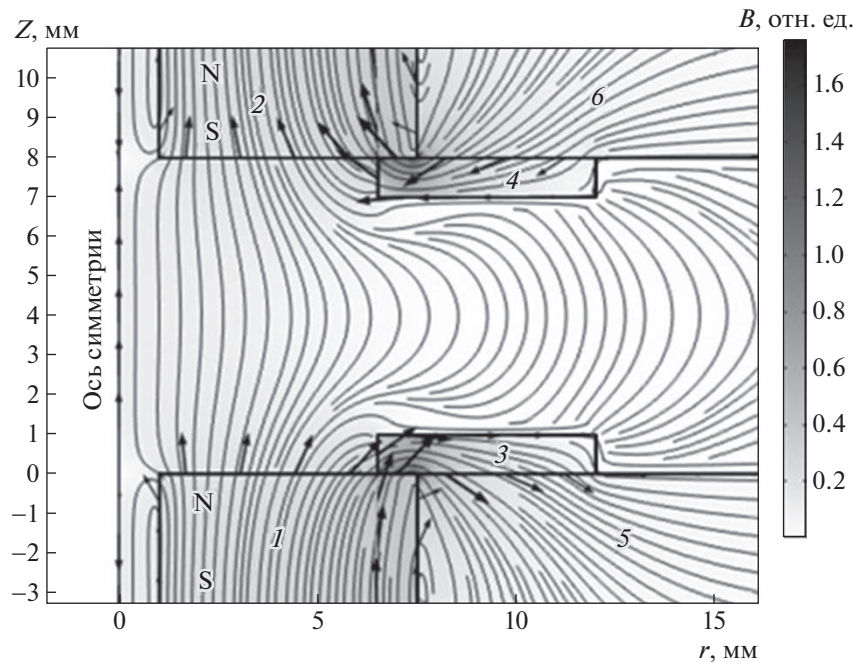


Рис. 1. Геометрия расчетной области в цилиндрических координатах и общая картина распределения магнитной индукции между двумя магнитами. Ось симметрии (ось Z) проходит через центры отверстий в неодимовых магнитах (1, 2). От перемещения магнитов друг к другу из-за действия силы притяжения магниты зафиксированы ограничительными шайбами (3, 4), закрепленными к стальному основанию (5, 6). Стрелками показаны локальные направления вектора магнитной индукции. Показаны также силовые линии магнитного поля.

стве источников магнитного поля (см., например, [4]), в них отсутствуют сведения о характеристиках магнитного поля в зазоре между полюсами магнитов и погрешности измерений, обусловленные его неоднородностью. Поэтому для обоснования правомерности применения постоянных магнитов нами был проведен численный расчет магнитной индукции с использованием программного пакета COMSOL, а также было экспериментально измерено распределение индукции магнитного поля в области размещения исследуемого образца между полюсами магнитов.

2. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ МЕЖДУ ДВУМЯ ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Нами был проведен расчет напряженности электромагнитного поля в максимальном приближении к реальной геометрии экспериментальной установки. Расчеты проводились в цилиндрической системе координат. Геометрия расчетной области и качественная картина распределения магнитного поля приведены на рис. 1.

Ввиду отсутствия электрического поля и токов для расчетов достаточно только одного из уравнений Максвелла:

$$\nabla \mathbf{B} = 0. \quad (1)$$

Оно решалось численно в программном пакете COMSOL. В этом пакете оно преобразуется к виду

$$\Delta \varphi_m = 0, \quad (2)$$

где

$$\mathbf{B} = \nabla \varphi_m. \quad (3)$$

Видно, что в центре системы магнитное поле направлено вдоль оси Z и достаточно однородно (рис. 1). Эта направленность нарушается только при приближении к поверхности магнитов или удалении от центральной оси системы. Распределение величины (амплитуды вектора) магнитного поля приведено на рис. 2. На рис. 1 и 2 видно, что распределение магнитной индукции достаточно однородно только в центральной области пространства между магнитами.

Таким образом, как показывают расчеты, центральную область пространства между магнитами можно использовать для определения постоянной Верде. Для выяснения реального распределения магнитной индукции в зазоре между магнитами были проведены экспериментальные измерения.

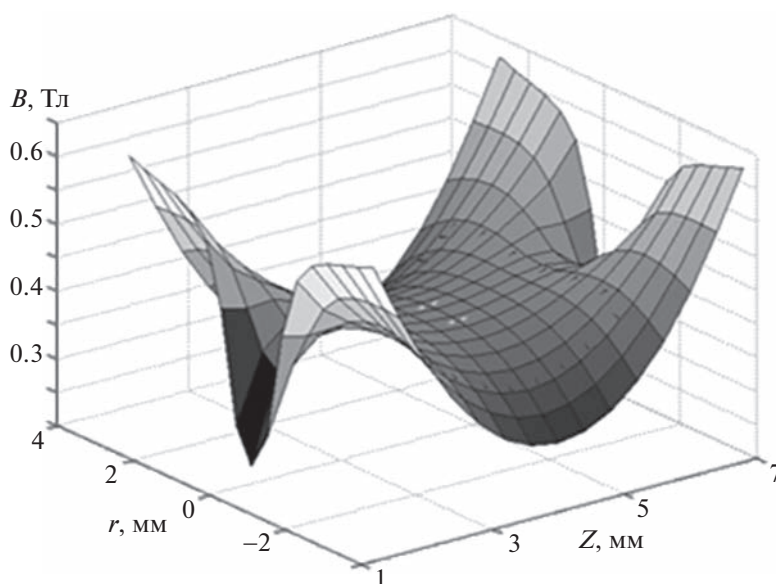


Рис. 2. Распределение магнитной индукции в зазоре.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ МЕЖДУ ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

На основе полученных результатов расчета собрана измерительная установка со следующими элементами и параметрами. Постоянное магнитное поле создавалось двумя цилиндрическими магнитами диаметром 15 мм и высотой 9 мм, установленными соосно на расстоянии 8 мм. В магнитах были проделаны сквозные отверстия диаметром 2 мм (см. рис. 1). Экспериментальное измерение величины магнитной индукции в пространстве между ними проводилось на отрезке ± 2.5 мм от центра. В зазоре между магнитами на расстоянии до 1.5 мм от их поверхностей магнитное поле не определялось.

Распределение магнитного поля в пространстве между магнитами измерялось с помощью трехкоординатного стола с возможностью перемещения датчика магнитометра по трем осям X , Y , Z в пределах 15 мм с точностью до 5 мкм. Определение величины магнитного поля осуществлялось с помощью магнитометра NOVOTEST МФ-1. Измерительный шуп с датчиком Холла фиксировался на вертикальной платформе трехкоординатного столика.

На рис. 3 представлены графики распределения магнитного поля вдоль оси Z и перпендикулярно направлению магнитного поля вдоль оси X . Видно, что магнитное поле вдоль и поперек оси распространения излучения сильно неоднородно. Но в центральной области зазора между маг-

нитами размерами примерно $1.5 \times 1.5 \times 1.5$ мм³ неоднородность магнитной индукции не превышает 2.5%. Это наглядно показано на рис. 3, 4.

На рис. 4а, б каждый отдельный график, обозначенный геометрической фигурой, показывает значение магнитной индукции вдоль магнитного поля. При этом разные графики получены на разных расстояниях относительно оси магнитного поля. Данные по величине магнитной индукции B получены следующим образом: при фиксированном положении датчика Холла на определенной высоте измерение магнитной индукции проводилось как вдоль, так и поперек магнитной оси. Далее датчик Холла устанавливался на другую высоту (высота менялась по вертикали на 0.5 мм) и вновь проводились измерения магнитной индукции вдоль и поперек оси магнитного поля.

Распределение магнитной индукции по вертикальному сечению на площади 6.5×6.5 мм² на расстоянии 4 мм от поверхности магнита представлено на рис. 5. В пределах выбранной области неоднородность магнитного поля по его вертикальному сечению аналогична распределению вдоль поля, она составляет примерно 30% от максимального значения.

На рис. 5, 6 видно, что распределение магнитной индукции в центральной области на расстоянии 4 ± 0.75 мм от поверхности постоянного магнита достаточно равномерное, и неоднородность величины магнитной индукции составляет не более 2.5%. На расстоянии 4 ± 1 мм от поверхности постоянного магнита неоднородность магнитной индукции не превышает 3%. Таким образом, центральная область около оси магнитного поля в пределах 1.5 мм вполне пригодна для измерения

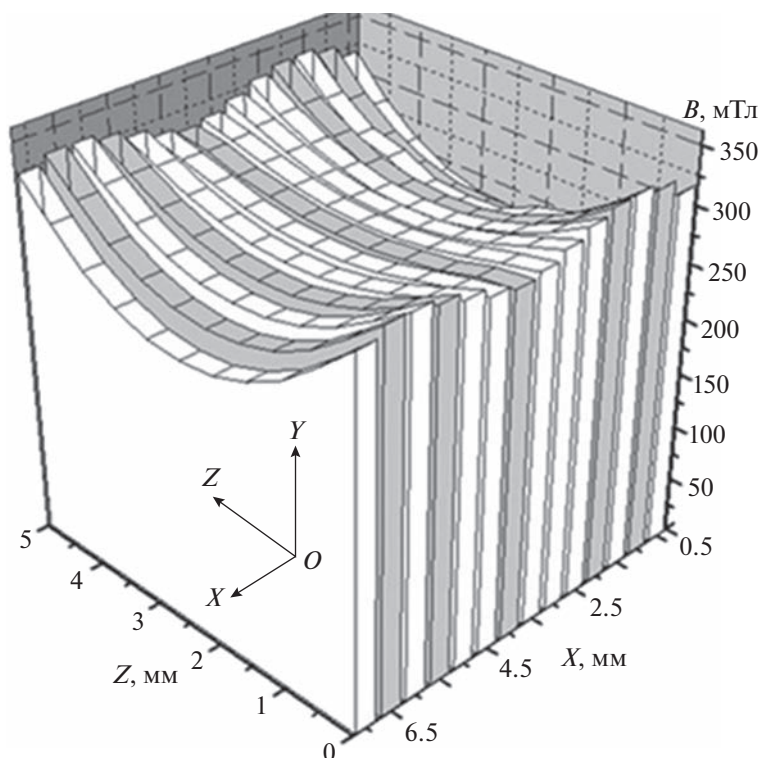


Рис. 3. Распределение величины магнитной индукции вдоль (Z) и перпендикулярно (X) оси магнитного поля в зазоре между магнитами.

постоянной Верде образцов толщиной до 1.5 мм с точностью до 2.5%.

4. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для удобства сравнения расчетных данных (рис. 1, 2) с экспериментальными (рис. 3, 5) было сделано симметричное отображение распределения по радиусу. В результате, данный рисунок можно интерпретировать как распределение магнитного поля по сечению плоскости, содержащей ось симметрии системы, которая соответствует $r = 0$. За нуль по оси Z принята поверхность одного из магнитов. Черные стрелки на поверхности показывают линии, ограничивающие область экспериментальных значений, приведенных на рис. 3. Белыми стрелками показана центральная линия распределения, соответствующая рис. 5 (вертикальное сечение по центру на расстоянии 4 мм от поверхности магнита). Поскольку расчеты проводились в цилиндрических координатах, центральная кривая на рис. 2 соответствует распределению во всей центральной плоскости на рис. 5.

Видно, что ход линии при $Z = 5.5$ мм хорошо соответствует линии $Z = 5$ мм на рис. 3 в направлении перпендикулярном магнитному полю. Также хорошее соответствие наблюдается у ли-

нии при $r = -3.5$ мм на рис. 2 с линией $X = 7.0$ мм на рис. 3 по направлению вдоль магнитного поля. Распределение вдоль центральной линии (отмеченной белыми стрелками) также хорошо соответствует распределению в центральной плоскости, приведенному на рис. 5.

Падение напряженности магнитного поля при приближении к плоскости поверхности магнитов и к центральной оси обусловлено бифуркацией силовых линий (рис. 1), обусловленной сменой направлений вектора магнитной индукции. При движении по r от оси наблюдается резкий рост поля, обусловленный влиянием ограничительной шайбы, обладающей другой магнитной проницаемостью μ , что хорошо видно на рис. 1.

Увеличение длины зазора между полюсами магнитов приведет к увеличению области однородности магнитного поля в зоне размещения образца. (Создание однородного распределения магнитной индукции между двумя постоянными магнитами для измерения постоянной Верде образцов толщиной до 10–15 мм является предметом отдельного рассмотрения.) При этом, к сожалению, уменьшается величина напряженности магнитного поля в зоне измерения, но поворот угла плоскости поляризации будет примерно такой же за счет увеличения толщины образца.

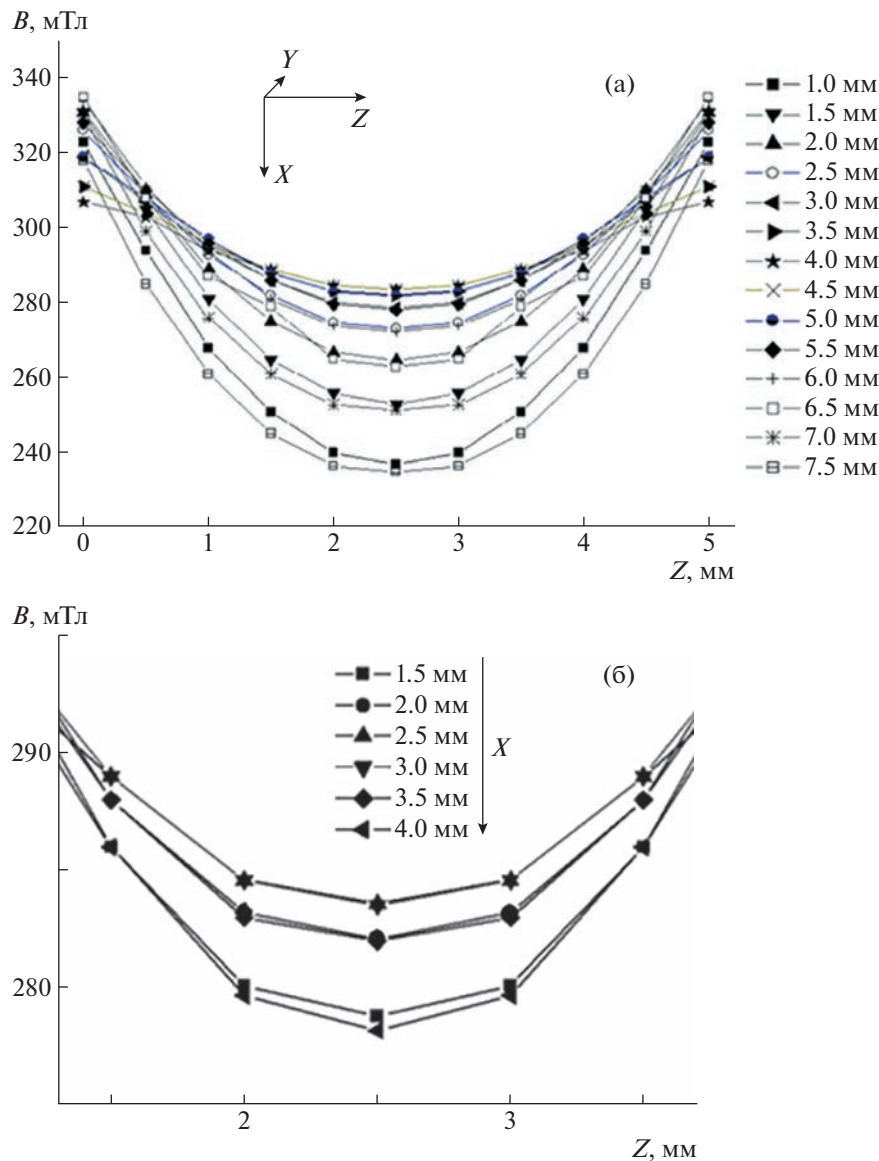


Рис. 4. Распределение магнитного поля вдоль и перпендикулярно оси магнитного поля в пространстве между постоянными магнитами: **а** – в интервале 1.0–7.5 мм по оси X , **б** – в интервале 1.3–3.7 мм по оси X .

Диаметр отверстия в магнитах значительно влияет на распределение магнитного поля в зазоре. Чем больше центральное отверстие, тем меньше однородность. Так, при отверстии величиной 5 мм неоднородность в центральной зоне составила более 5%. Поэтому в нашей работе такие магниты не применялись. Весьма желательно устанавливать цилиндрические магниты с отверстием меньше 2 мм (например, 1 мм).

В соответствии с полученными расчетными и экспериментальными данными для измерения постоянной Верде разных образцов оптической керамики была собрана экспериментальная установка.

5. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Из керамических заготовок были изготовлены образцы с плоскопараллельными полированными поверхностями толщиной около 2 мм. Определение значения постоянной Верде для образцов керамики проводилось на установке нулевого типа. Образец устанавливали между двумя постоянными магнитами, с обеих сторон от него на оптической оси размещены поляризационные призмы Глана–Тейлора. В нулевом поле (скрещенные поляризаторы) интенсивности проходящего через образец света были приравнены нулю. В качестве источника излучения использовались гелий-неоновый лазер на длине волны 633 нм и

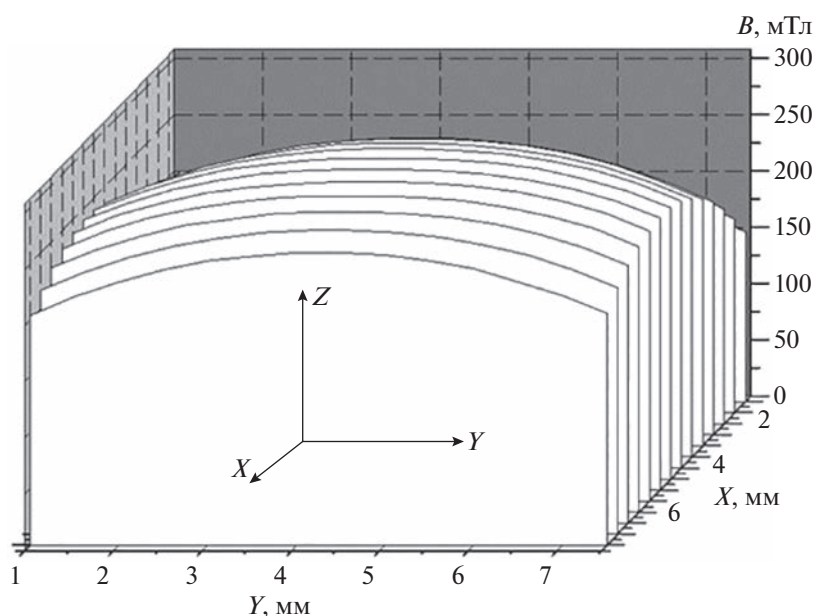


Рис. 5. Вертикальное и горизонтальное распределения магнитной индукции B по перпендикулярному сечению относительно оси симметрии OZ на расстоянии 4 мм от поверхности магнита на площади $6.5 \times 6.5 \text{ мм}^2$: X – горизонтальное перемещение датчика Холла в мм, Y – вертикальное перемещение датчика Холла в мм, B – магнитная индукция в выбранной точке.

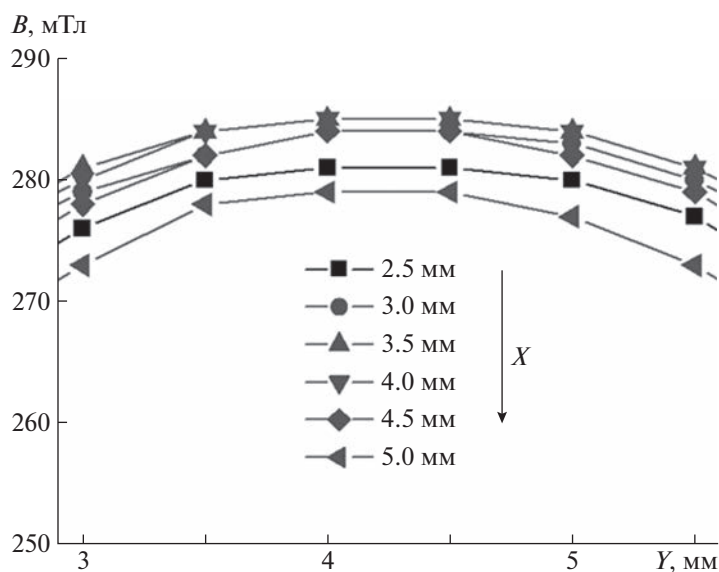


Рис. 6. Распределение магнитного поля по сечению магнитного поля в центральной области на расстоянии 4 мм от поверхности магнита: X и Y – оси перемещения датчика Холла соответственно в вертикальном и горизонтальном направлениях перпендикулярно оси Z в мм, B – магнитная индукция.

неодимовый лазер с диодной накачкой на длине волны 1060 нм. Излучение лазера модулировалось обтюратором на частоте 1515 Гц. В процессе развертки магнитного поля фарадеевское вращение образца компенсировалось обратным вращением выходной призмы (анализатора) до получения интенсивности света равной нулю. Измерение угла вращения плоскости поляризации света осу-

ществлялось по лимбу анализатора. Ошибка измерения угла вращения составляла примерно 2–3 угл. мин. Магнитная индукция между двумя постоянными неодимовыми магнитами определялась магнитометром NOVOTEST МФ-1.

В измерениях были использованы призмы Глана–Тейлора, которые в настоящее время являются наиболее часто используемыми из поля-

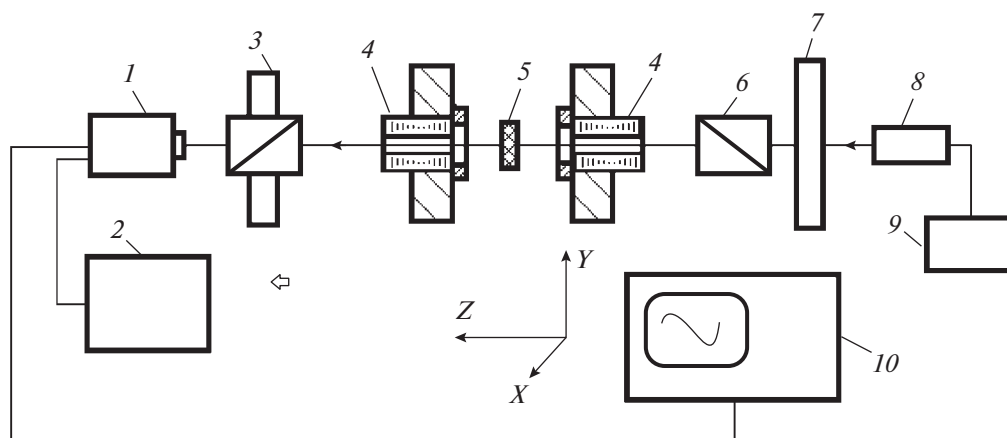


Рис. 7. Блок-схема измерительной установки: 1 – фотодиод ФДК-24К с усилителем, 2 – блок питания к фотодиоду ФДК-24К, 3 – анализатор; 4 – постоянные магниты из неодима, 5 – исследуемый образец между двумя магнитами, 6 – поляризатор, 7 – модулятор-обтюратор, 8 – гелий-неоновый лазер ($\lambda = 633$ нм) или неодимовый лазер ($\lambda = 1060$ нм), 9 – блок питания к неодимовому (или гелий-неоновому) лазеру, 10 – цифровой осциллограф Tektronix TDS5034B.

ризационных призм, они предназначены для преобразования излучения с произвольной поляризацией в линейно-поляризованное.

На рис. 7 представлена блок-схема измерительной установки. Излучение лазера 8 с блоком питания 9, промодулированное модулятором-обтюратором 7 и линейно поляризованное призмой Глана–Тейлора 6, падает на исследуемый образец 5. Далее излучение лазера, проходя через измерительный образец 5 и анализатор 3, регистрируется фотодиодом 1. Постоянное напряжение 27 В на фотодиод ФД-24К подается от источника постоянного напряжения 2. Электрические сигналы от фотоприемника после усиления поступают на осциллограф TDS5034B фирмы Tektronix 10.

Методика измерений поворота угла поляризации заключается в следующем. Исследуемый образец помещается между полюсами двух постоянных магнитов. Плоскополяризованный свет пропускается через вещество так, чтобы направление распространения света совпало с направлением магнитного поля (для этого в постоянных магнитах по центру просверлены отверстия диаметром 2 мм). Поляризующие призмы 3 и 6 выполняют обычные функции: 3 – анализатор, 6 – поляризатор. Они устанавливаются так, чтобы электрический сигнал от фотозлемента ФДК-24К был равен нулю. При помещении образца между двумя магнитами вновь появляется электрический сигнал. Поворотом анализатора 3 на определенный угол электрический сигнал уменьшают вновь до нуля, что означает, что в магнитном поле исследуемое вещество поворачивает плоскость поляризации на некоторый угол.

Для того чтобы отфильтровать полезный сигнал от помех и фонового излучения, был применен модулятор-обтюратор 7 (рис. 7). Переменный

электрический сигнал после усилителя регистрировался цифровым осциллографом Tektronix TDS5034B. Для этой же цели можно использовать любой милливольтметр. В качестве источника питания для фотозлемента были использованы три элемента по 9 В.

Для измерений постоянной Верде вдоль направления магнитного поля применялись два неодимовых магнита в форме цилиндра диаметром 15 мм, толщиной 9 мм и с отверстием диаметром 2 мм. Данные магниты позволяли создавать магнитное поле величиной до 0.34 Тл.

В измерениях были использованы два образца из оксида тербия и один образец из $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. Поворот угла поляризации измерялся на длинах волн 628 и 1060 нм. При величине магнитной индукции $B = 0.28$ Тл углы поворота плоскости поляризации ϕ на длине волны излучения 628 нм от воздействия магнитного поля на данные образцы составили $10^\circ 9'$, $12^\circ 1'$, $6^\circ 20'$ и коэффициенты Верде соответственно составили 452, 471, 138 рад/(Тл · м). На длине волны излучения 1060 нм постоянная Верде по величине значительно меньше. Для предыдущих образцов величины постоянной Верде, определенные по формуле $\phi = V \cdot l \cdot B$, соответственно равнялись 138, 142, 41 рад/(Тл · м). Полученные значения постоянной Верде в пределах погрешности измерений совпадают с литературными сведениями [5, 6], что свидетельствует о целесообразности применения постоянных магнитов для создания однородного магнитного поля. Частота модуляции лазерного излучения, вычисленная по осциллограмме импульсов излучения твердотельного лазера 8 (на рис. 7), составила 1515 Гц.

Из формулы $V = \phi / (l \cdot B)$ следует, что погрешность определения постоянной Верде зависит от

точности измерений угла поворота плоскости поляризации ϕ , толщины образца l и величины магнитной индукции B . Основную погрешность в вычисление V вносит неоднородность распределения магнитной индукции в пространстве между магнитами.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность использования постоянных магнитов вместо громоздкого электромагнита для определения постоянной Верде магнитооптических материалов с точностью до 1% при значениях напряженности магнитного поля 0.28–0.3 Тл. Толщина образца при этом не должна превышать 1 мм.

Если же толщина образца равна 2 мм, то при диаметре измерительного пучка излучения 2 мм точность измерения постоянной Верде составит 3%, что тоже является вполне допустимой погрешностью данной методики измерения. При диафрагмировании измерительного светового пучка до 1 мм для данных образцов точность определения постоянной Верде будет находиться в пределах 1–2.5%.

Тщательная экранизация, применение автономных источников питания для фотоэлемента и усилителя, модуляция излучения, соединение фотодиода в режиме обратного включения, минимизация длины соединительных проводов в схеме усиления фотосигнала и ряд других мер позволили нам в методике измерения постоянной Верде обходиться без дифференциального нановольтметра. При этом уровень помех снизился до 200–300 мкВ, что составило около 0.1% от уровня обычного полезного сигнала амплитудой 0.2–0.3 В и выше.

Как показали предварительные расчеты, постоянные магниты могут образовать однородное магнитное поле с большой протяженностью. Поэтому создание однородного распределения магнитной индукции между двумя постоянными магнитами для измерения постоянной Верде прозрачных образцов толщиной до 10–15 мм является интересной задачей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-23-00658, <https://rscf.ru/project/22-23-00658/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Осипов В.В., Шитов В.А., Максимов Р.Н., Соломонов В.И., Лукьяшин К.Е., Орлов А.Н. // Фотоника. 2018. Т. 12. № 3. С. 318. <https://doi.org/10.22184/1993-7296.2018.71.3.318.334>
2. Валиев У.В., Малышева М.Е., Рахимов Ш.А., Султонов О.З. // Опт. и спектр. 2022. Т. 130. № 6. С. 937. <https://doi.org/10.21883/OS.2022.06.52637.2892-21>
3. Железнов Д.С., Войтович А.В., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. // КЭ. 2006. Т. 36. № 4. С. 383. <https://doi.org/10.1070/QE2006v036n04ABEH013154>
4. Maksimov R.N., Osipov V.V., Karagedov G.R., Platonov V.V., Yurovskikh A.S., Orlov A.N., Spirina A.V., Shitov V.A. // J. Inorganics. 2022. V. 10. P. 173. <https://doi.org/10.3390/inorganics10100173>
5. Veber P., Velazquez M., Gadret G., Rytz D., Peltz M., Decourt R. // Cryst. Eng. Comm. 2015. V. 17. P. 492. <https://doi.org/10.1039/C4CE02006E>
6. Slezak O., Yasuhara R., Lucianetti A., Mocek T. // Opt. Mater. Express. 2016. V. 6. P. 3683. <https://doi.org/10.1364/OME.6.003683>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.039.63

ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ВЫХОДА ^{123}I ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ МИШЕНИ С ^{124}Xe

© 2023 г. А. А. Артюхов^а, В. А. Загрядский^а, Я. М. Кравец^а, Т. М. Кузнецова^а,
Т. Ю. Маламут^а, В. И. Новиков^а, А. В. Рыжков^а, И. И. Скобелин^а, Т. А. Удалова^{а,*}

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

*e-mail: udalova_ta@nrcki.ru

Поступила в редакцию 24.01.2023 г.

После доработки 17.04.2023 г.

Принята к публикации 22.04.2023 г.

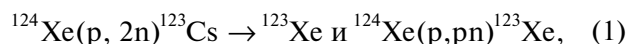
Одним из способов получения ^{123}I является облучение протонами газообразного ^{124}Xe , в среде которого происходят ядерные реакции, приводящие к образованию и распаду изотопов ^{123}Xe и ^{123}I . По окончании облучения газовую фазу конденсируют из мишенного устройства в специальную “распадную” емкость, в которой в процессе распада ^{123}Xe происходит образование и накопление целевого изотопа ^{123}I . За время облучения в мишенном устройстве образуется и оседает на его стенках количество ^{123}I , сопоставимое с получаемым в “распадной” емкости. Для повышения общего выхода ^{123}I была создана лабораторная установка и отработан технологический процесс извлечения ^{123}I со стенок мишени. Для этого использовались органические растворители — ацетон и диэтиловый эфир. При смывании со стенок мишенного устройства с алюминиевым корпусом доля извлекаемого ^{123}I составляет не менее 84%. Потери при последующей вакуумной отгонке растворителей не превышают 5%. После вакуумной отгонки выделенный ^{123}I растворяется в NaOH. На этом этапе эффективность смыва ^{123}I раствором 0.01 М NaOH составляет не менее 95%. Однако даже с учетом этих потерь предложенный способ дает возможность дополнительно извлекать из мишенного устройства радионуклид ^{123}I в количестве равном или превышающем активность нарабатываемого ^{123}I по существующей технологии.

DOI: 10.31857/S0032816223060010, EDN: XUZWTR

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиоактивный изотоп ^{123}I широко используется для диагностики целого ряда заболеваний. В настоящее время известно несколько способов реализации производства радионуклида ^{123}I для медицины с использованием ускорителей. Извлечение ^{123}I из газовых мишеней при облучении ^{124}Xe преимущественно осуществляют водой. В зависимости от материала мишенного устройства, помимо воды, используются также слабые растворы NaOH, NaCl, NaHSO₃ с последующим концентрированием и очисткой различными радиохимическими методами [1–3].

В НИЦ “Курчатовский институт” разработан и реализован способ получения радионуклида ^{123}I [4, 5], при котором наработка радиоизотопа ^{123}I проводится облучением протонами изотопа ^{124}Xe по реакциям



После облучения газообразные ^{124}Xe и ^{123}Xe криогенным способом конденсируются в “распадный” баллон, где их выдерживают для распада ^{123}Xe и накопления ^{123}I , после чего ^{124}Xe перекомденсируются в резервуар для хранения и повторного использования. В этих работах авторами [4, 5] проанализирована эффективность разных технологий сбора ^{123}I после облучения. Наилучшей, т. е. обеспечивающей минимальные потери, признана технология, при которой выделение ^{123}I происходит и из мишени (сразу после облучения), и из “распадного” баллона (в момент, когда активность ^{123}I в нем достигает максимума).

Реализуемый в настоящее время в НИЦ “Курчатовский институт” способ не позволяет извлекать ^{123}I , образованный в мишенном устройстве

Таблица 1. Зависимость отношения активности ^{123}I , распадающегося в мишенном устройстве после шестичасового облучения, к максимуму активности ^{123}I в “распадной” емкости

Δt , ч	0	1	2	3	4	5	6	7
q , отн. ед.	1.65	1.57	1.49	1.41	1.34	1.27	1.21	1.15

за время облучения. Извлечение производится только из “распадного” баллона, что дает возможность получать радионуклид ^{123}I высокой чистоты, однако при этом значительная часть его теряется. Хотя авторами отмечается, что работа по схеме, в которой ^{123}I извлекается только из “распадного” баллона, приводит к большим потерям ^{123}I , для наработок была выбрана именно эта схема, так как ее было проще и быстрее технически реализовать. Данная схема при частых облучениях малой продолжительности позволила обеспечивать начальные потребности — получение ^{123}I в количестве примерно 1 Ки, с тем чтобы на ее основе перейти к более продуктивной схеме извлечения.

2. КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ ^{123}I

Оценим уровень неиспользуемого ^{123}I , остающегося в мишенном устройстве на момент прекращения стандартного шестичасового облучения и конденсации ^{123}Xe в “распадный” баллон.

Относительные количества изотопов ^{123}Xe и ^{123}I , образующихся и распадающихся в процессе облучения и после его окончания, описываются простыми кинетическими уравнениями, использующими лишь значения постоянных распада ^{123}Xe и ^{123}I .

2.1. ^{123}Xe и ^{123}I в мишенном устройстве

Изменение количества изотопов ^{123}Xe и ^{123}I во время облучения описывается функциями:

$$n_{\text{Xe}}(t) = \frac{V}{\lambda_{\text{Xe}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{Xe}} t}), \quad (3)$$

$$N_{\text{I}}(t) = V \left[\frac{1}{\lambda_{\text{I}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{I}} - \lambda_{\text{Xe}}} e^{-\lambda_{\text{Xe}} t} + \frac{\lambda_{\text{Xe}}}{\lambda_{\text{I}} \cdot (\lambda_{\text{I}} - \lambda_{\text{Xe}})} \cdot e^{-\lambda_{\text{I}} t} \right], \quad (4)$$

где $\lambda_{\text{Xe}} = 0.333 \text{ ч}^{-1}$ и $^{123}\text{I} \lambda_{\text{I}} = 0.052 \text{ ч}^{-1}$ — постоянные распада ^{123}Xe и ^{123}I , $n_{\text{Xe}}(t)$ и $N_{\text{I}}(t)$ — количества изотопов ^{123}Xe и ^{123}I в мишени в процессе облучения, $V [\text{ч}^{-1}]$ — кумулятивная скорость ядерной реакции, $t [\text{ч}]$ — время облучения.

Через шесть часов после прекращения облучения и конденсации газовой фазы в “распадную”

емкость наработанный ^{123}I остается на стенках мишенного устройства и подлежит распаду.

2.2. ^{123}Xe и ^{123}I в “распадной” емкости

При условии, что весь ^{123}Xe — потенциальный источник следующей порции ^{123}I — полностью перенесен в “распадную” емкость, изменение их количеств описываются функциями:

$$n_{\text{Xe}}(t) = n_{\text{Xe}}(6) e^{-\lambda_{\text{Xe}} t}, \quad (5)$$

$$N_{\text{I}}(t) = n_{\text{Xe}}(6) \frac{\lambda_{\text{Xe}}}{\lambda_{\text{I}} - \lambda_{\text{Xe}}} (e^{-\lambda_{\text{Xe}} t} - e^{-\lambda_{\text{I}} t}), \quad (6)$$

где $n_{\text{Xe}}(t)$ и $N_{\text{I}}(t)$ — количества изотопов ^{123}Xe и ^{123}I в “распадной” емкости в процессе распада.

На рис. 1. представлены графики процессов изменения активностей ^{123}Xe и ^{123}I в относительных единицах. В мишенном устройстве активность ^{123}I , наработанного за шесть часов, равная $A_{\text{I}}(6) = \lambda_{\text{I}} N_{\text{I}}(6)$, приведена к единице; после окончания облучения активность ^{123}I начинает понижаться за счет распада (рис. 1а). В “распадной” емкости активность йода $A_{\text{I}}(t) = \lambda_{\text{I}} N_{\text{I}}(t)$ со временем проходит через максимум $\max(A_{\text{I}})$ в диапазоне 6.2–7 ч выдержки, составляющий 0.606 отн. ед. (рис. 1б). Это время определяется только постоянными распада ^{123}Xe и ^{123}I , не зависит от параметров облучения и является наиболее выгодным для извлечения ^{123}I из “распадной” емкости. По окончании шестичасового облучения в мишенном устройстве накапливается в 1.65 раза больше ^{123}I , чем при извлечении его максимального количества из “распадной” емкости. Если сбор ^{123}I из “распадной” емкости в момент его максимальной активности уже хорошо отработан, то технологию извлечения оставшегося в мишени ^{123}I предстоит создать. В табл. 1 представлены значения отношения q активности ^{123}I в мишенном устройстве к максимуму активности в “распадной” емкости в зависимости от времени извлечения:

$$q(\Delta t) = A_{\text{I}}(\Delta t) / \max(A_{\text{I}}),$$

где Δt — время от окончания облучения до момента извлечения ^{123}I из мишенного устройства.

Приведенные в табл. 1 данные позволяют оценивать достигаемый технологический выход ^{123}I при своевременном извлечении ^{123}I из мишенного устройства. Чтобы сократить время от окончания облучения до извлечения ^{123}I из мишенного устройства, необходима разработка технологии конструктивного оформления и автоматизации этого процесса.

3. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ

Судя по доступной литературе, поиску альтернативных видов растворителей для извлечения остающегося в мишенном устройстве ^{123}I не уделялось существенного внимания. В работе [6] изотоп ^{123}I получался облучением протонами ксенона с обогащением 20% и 40% по изотопу ^{124}Xe . Корпусы мишенных устройств, изготовленные из кварца и сплава кобальта (Хавар), промывались последовательно растворами 0.1 М NaOH и 0.1 М HCl. Известна работа, в которой для облучения использовались высокообогащенный ^{124}Xe (99.9%), а корпус мишенного устройства был изготовлен из нержавеющей стали. Промывка мишени осуществлялась слабым раствором NaI и NaHSO_3 в воде, при этом удавалось извлечь $75 \pm 5\%$ йода [7]. На сегодняшний день широкое распространение получила установка KIPROS [8], в которой мишенное устройство изготовлено из алюминия с внутренним никелевым покрытием. Мишенное устройство промывается водой с дальнейшей концентрацией йода методом ионообменной хроматографии и последующим растворением в 0.02 М NaOH.

Разработанный нами способ основан на использовании органических растворителей, которые обеспечивают высокую растворимость йода и не взаимодействуют с материалом стенок мишенного устройства. Использование органических растворителей обеспечивает следующие преимущества:

- повышенную эффективность экстракции ^{123}I ,
- отсутствие контакта внутренней поверхности мишенного устройства с водой,
- возможность применения несложных способов очистки экстрагированного ^{123}I от радионуклидных примесей методами вакуумной разгонки.

Для экспериментов были выбраны ацетон и диэтиловый эфир, которые являются растворителями низкой токсичности (3-й класс), обладают высокой летучестью и полностью удаляются в процессе вакуумной отгонки. Применение в процедуре извлечения ^{123}I технологических операций “мокрой” химии потребовало усложнений в конструкции мишени.

На рис. 2. представлена схема созданной лабораторной установки, предназначенной для получения радионуклида ^{123}I путем облучения ^{124}Xe протонами, сбора газообразных продуктов в “распадную” емкость и извлечения ^{123}I со стенок мишенного устройства органическими растворителями. Установка состоит из двух блоков: газовакуумного (на схеме металлические трубки этого блока обозначены жирными линиями) и экстракционного (полимерные трубки экстракционного блока обозначены тонкими линиями). Оба блока соединены с мишенным устройством. 3D-модель

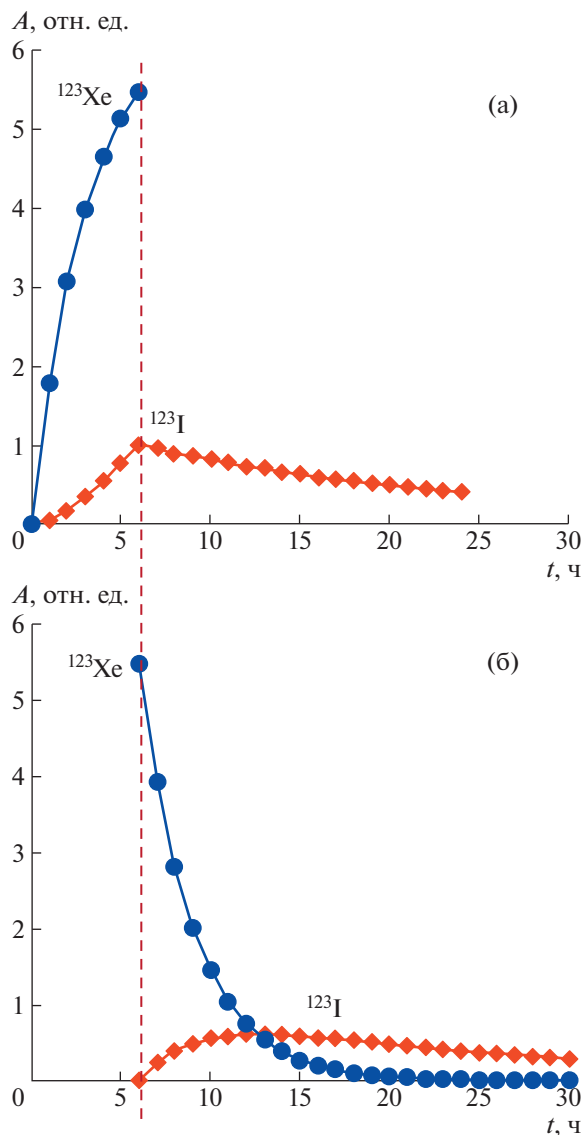


Рис. 1. Относительные активности ^{123}Xe и ^{123}I , нормированные на активность ^{123}I , нарабатанную в мишени за шестичасовое облучение: **а** – в мишенном устройстве, **б** – в “распадной” емкости.

и фото мишенного устройства представлены на рис. 3.

Корпус мишенного устройства выполнен из алюминия марки АД1. Рабочая камера цилиндрической формы диаметром 15 мм и длиной 50 мм. Объем камеры 8.8 см^3 . Входная мембрана из алюминия толщиной 200 мкм уплотняется прокладками из витона.

4. ПРИБОРЫ И РЕАКТИВЫ

Измерения активности образцов на последовательных технологических стадиях обработки

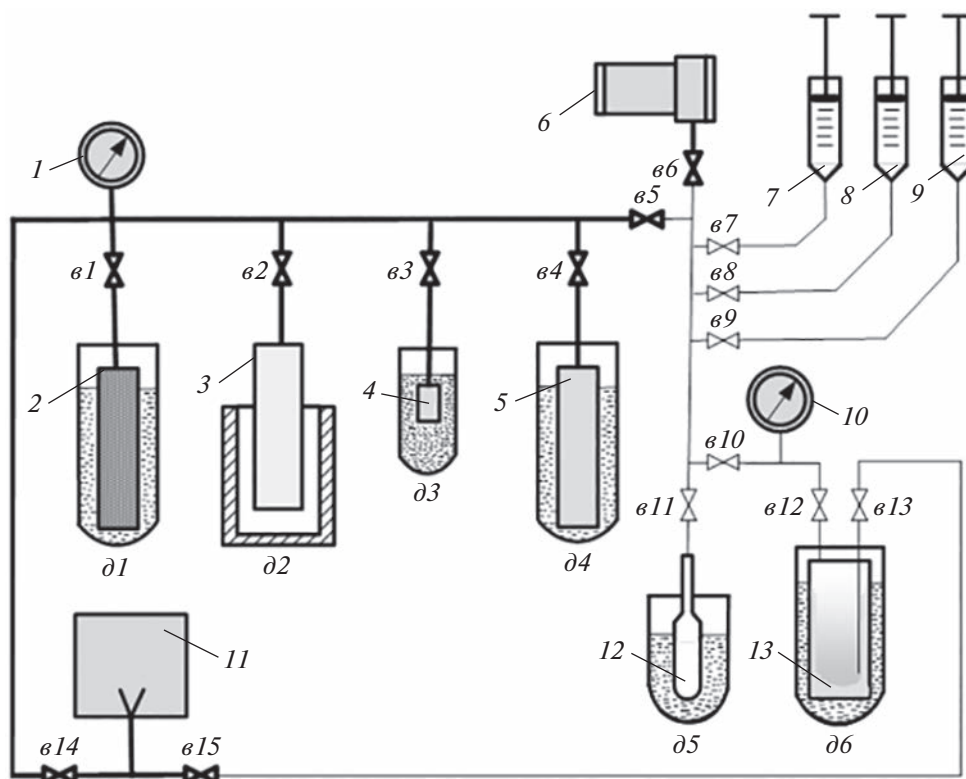


Рис. 2. Схема лабораторной установки: 1, 10 – датчики давления АИР-20-М2-ДА, 2 – сорбционная ловушка с активированным углем, 3 – емкость с исходным ^{124}Xe , 4 – мерная ловушка (вспомогательная) для ^{124}Xe , 5 – ловушка для сбора облученного ^{124}Xe и ^{123}Xe , 6 – мишенное устройство, 7 – шприц-дозатор с ацетоном, 8 – шприц-дозатор с диэтиловым эфиром, 9 – шприц-дозатор с 0.01 М NaOH, 11 – форвакуумный насос, 12 – кварцевая колба для сбора смывов, 13 – прокачная ловушка, д1–д6 – сосуды Дьюара, в1–в15 – вентили.

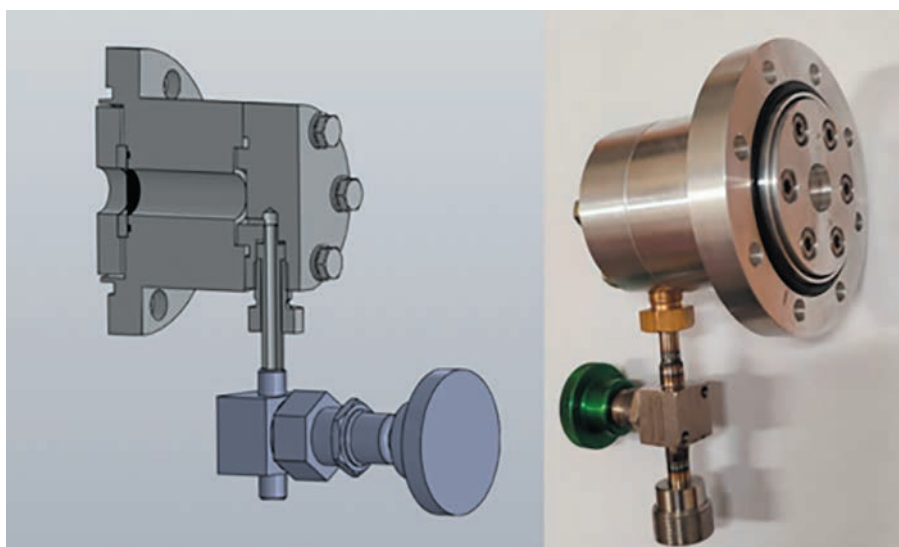


Рис. 3. Конструкция мишенного устройства 6.

проводились по линии ^{123}I $E_\gamma = 159$ кэВ с помощью γ -спектрометра фирмы ORTEC GEM 35P4 (США) с Ge-детектором. Весовой баланс при проведении операций контролировался гравиметрически с помощью аналитических весов Mettler PM6100, давление газов — датчиками АИР-20-М2-ДА. В работе использовались ацетон (ОСЧ), диэтиловый эфир (ЧДА), гидроксид натрия (ОСЧ) и деионизированная вода. После отработки основных технологических операций переходили к работам с изотопно-обогащенным ^{124}Xe (99.9%, АО “ПО ЭХЗ”) и радионуклидом ^{123}I , нарабатываемом на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт”.

5. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОПЕРАЦИИ

5.1. Заполнение мишенного устройства ксеноном-124

Подготовка и заполнение мишенного устройства проводились следующим образом (рис. 2). Перед напуском ^{124}Xe в рабочую камеру коммуникации мерная ловушка 4 и мишенное устройство 6 вакуумировались с помощью сорбционной ловушки 2 до остаточного давления 1 Па. Для напуска необходимого давления ^{124}Xe в мишенное устройство ксеноном из емкости 3 конденсировался в мерную ловушку 4 объемом 1 см³. Затем мерная ловушка медленно отогревалась и в мишенное устройство напускался ^{124}Xe до давления 300 кПа. Остатки ^{124}Xe конденсировались обратно в емкость 3.

5.2. Облучение на циклотроне

Мишенное устройство с вентилем 66 отсоединялось от стенда и передавалось для облучения на циклотрон У-150. Стандартное облучение для отработки технологии извлечения ^{123}I из мишени с помощью органических растворителей проводилось протонами с энергией 30 МэВ при токе 1 мкА в течение 10 мин. После облучения мишенное устройство выдерживалось в течение суток, затем его подсоединяли к стенду, предварительно измерив активность ^{123}I гамма-спектрометром.

5.3. Отгонка облученного ^{124}Xe

Стенд вакуумировался и ^{124}Xe конденсировался из мишенного устройства в приемную ловушку 5 до остаточного давления 1 Па. Далее мишенное устройство с вентилем 66 отсоединялось от стенда и проводились измерения оставшейся в нем активности ^{123}I .

5.4. Заполнение мишенного устройства растворителем и слив элюата

Мишенное устройство подсоединялось к стенду для проведения экстракции ^{123}I . Для этого с помощью форвакуумного насоса 11 проводилось вакуумирование коммуникации, ограниченной вентилями 65–611, и кварцевой колбы 12. После этого перекрывались вентиль 611 на кварцевой колбе и вентиль 610. Затем открывался вентиль 66 на мишенном устройстве и с помощью вентиля 67, 68 заполнялось мишенное устройство ацетоном, диэтиловым эфиром или их смесью из шприцов-дозаторов 7, 8. После заполнения мишенного устройства растворителем перекрывались вентили 66, 67, 68 и проводилось вакуумирование коммуникаций, при этом остатки растворителей улавливались в прокачной ловушке 13, охлаждаемой жидким азотом. Для проведения экстракции растворитель в мишенном устройстве выдерживался в течение 15 мин. После этого осуществлялся слив растворителя из мишени в вакуумированную приемную кварцевую колбу 12, охлажденную жидким азотом. Для этого последовательно открывались вентили 611 и 66. После слива растворителя с извлеченным радионуклидом ^{123}I закрывались вентили 66 и 611, от стенда отсоединялись мишенное устройство с вентилем 66 и приемная кварцевая колба с вентилем 611 для измерения в них активности ^{123}I .

5.5. Вакуумная отгонка растворителя

После измерения активности мишенное устройство и кварцевая колба подсоединялись к стенду и проводилась вакуумная отгонка растворителя из кварцевой колбы при комнатной температуре. Растворитель улавливался в прокачной ловушке 13, охлаждаемой жидким азотом. Продолжительность вакуумной отгонки растворителя составляла 20–30 мин. Отгонка проводилась до остаточного давления в колбе 5 Па. После завершения вакуумной отгонки приемная кварцевая колба 12 отсоединялась от стенда вместе с вентилем 611 для измерения активности ^{123}I . После измерения активности кварцевая колба подсоединялась к стенду и вакуумировались коммуникации.

5.6. Смыв ^{123}I раствором 0.01 М NaOH

Путем последовательного открывания вентиля 611 и 69 в колбу подавался 0.01 М раствор NaOH в количестве 5 см³ для смыва радионуклида ^{123}I со стенок колбы. После этого перекрывались вентили 611 и 69, коммуникации промывались небольшим количеством ацетона из шприца-дозатора 7 и вакуумировались коммуникации через прокачную ловушку 13. Далее приемная

Таблица 2. Эффективность выделения ^{123}I из мишенного устройства

Состав растворителя	Эффективность извлечения ^{123}I из мишени при смыве, %	Потери ^{123}I при отгонке растворителя, %	Общая эффективность извлечения ^{123}I , %
Ацетон 100%	84	17	70 ± 5
Диэтиловый эфир 100%	40	3	39 ± 5
Ацетон + Диэтиловый эфир 50: 50% об.	84	5	80 ± 5

кварцевая колба 12 отсоединялась от стенда и вручную с помощью шприца с капиллярной трубкой проводился отбор 0.01 М раствора NaOH. После отбора проводились измерения активности в кварцевой колбе и раствора в шприце для оценки эффективности смыва.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Опыты по извлечению из мишенного устройства наработанного ^{123}I проводились с использованием ацетона, диэтилового эфира и смеси этих растворителей состава 50 : 50% об.

Для заполнения мишенного устройства растворителями оно предварительно вакуумировалось. При открывании вентиля растворители затягивались в него за счет перепада давлений. Результаты модельных экспериментов показали, что степень заполнения зависит как от вида растворителя, так и от условий заполнения. Заполнение проводилось при одинаковой температуре мишенного устройства, коммуникаций и растворителя. Заполняемость внутреннего объема мишени ацетоном составляла не менее 95% при условии вакуума в мишени и давления над жидким ацетоном 1 ата. В случае заполнения диэтиловым эфиром эффективность заполнения снижалась до уровня примерно 85%, при этом было необходимо создавать избыточное давление около 1 ата над жидким эфиром при заполнении. Повидимому, это связано с образованием паровой пробки в мишени вследствие высокой упругости паров диэтилового эфира. Заполненное растворителями мишенное устройство выдерживалось в течение 15 мин при комнатной температуре.

В зависимости от условий проведения процесса изменялась доля растворителя, извлекаемого из мишенного устройства. При сливании растворителя в вакуумированную кварцевую колбу 12, имеющую комнатную температуру, удавалось собрать 85% эфира и 90% ацетона, а при охлаждении колбы жидким азотом эффективность сбора приближалась к 100%. Охлаждение приемной кварцевой колбы 12 оказалось необходимым также для более плавного прохождения процесса от-

гонки, исключающего вскипание растворителя на начальной стадии.

Следующий этап – вакуумная отгонка растворителей из смыва, сконденсированного при температуре -196°C , проводилась при отогревании ловушки в атмосфере воздуха комнатной температуры. При использовании диэтилового эфира продолжительность вакуумной отгонки при одинаковых условиях сокращается примерно на треть по сравнению с использованием ацетона и составляет примерно 20 мин для диэтилового эфира и около 30 мин для ацетона.

Смыв полученного радионуклида ^{123}I из кварцевой колбы после вакуумной отгонки органических растворителей проводился 0.01 М раствором NaOH. В результате этой операции эффективность смыва, которая определялась по соотношению активности ^{123}I в колбе до и после смыва, составляла не менее 95%.

Эффективность извлечения ^{123}I из мишенного устройства и уровень потерь при отгонке растворителя оценивались по результатам измерений активности ^{123}I в мишенном устройстве и колбе до и после проведения операций. Результаты измерений представлены в табл. 2.

Сопоставление результатов, представленных в табл. 2, показывает, что эффективность извлечения радионуклида ^{123}I ацетоном в два раза выше, чем диэтиловым эфиром. В то же время, уровень потерь ^{123}I при вакуумной отгонке ацетона более чем в пять раз превышает уровень потерь при отгонке диэтилового эфира. Полученные результаты свидетельствуют о возможности дальнейшей оптимизации процессов путем изменения состава смеси растворителей. Это продемонстрировано использованием в качестве экстрагента смеси ацетона и диэтилового эфира состава 50: 50% об., обеспечившей наиболее высокий процент извлечения ^{123}I .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана, изготовлена и протестирована лабораторная установка, на которой отработан

технологический процесс извлечения радионуклида ^{123}I из мишенного устройства путем смывания органическими растворителями. Продемонстрировано, что разрабатываемый метод позволяет извлекать не менее 80% ^{123}I , остающегося на внутренних стенках мишенного устройства за время облучения ^{124}Xe .

По мнению авторов, разработанная конструкция лабораторной установки и технологическая схема делают возможной автоматизацию процесса, что позволит сократить время от окончания облучения до извлечения ^{123}I из мишенного устройства и дополнительно извлекать радионуклид ^{123}I в количестве равном или превышающем активность нарабатываемого ^{123}I по существующей технологии без увеличения временной загрузки циклотрона.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”, приказ № 98 от 20.01.2023 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Левин В.И., Попович В.Б., Малинин А.Б., Куренков Н.В.* SU671194A1. Советский патент 1980 года по МПК C01B7/00.
2. *Флеров Г.Н., Оганесян Ю.Г., Белов А.Г., Стародуб Г.Я.* Препринт ОИЯИ № 18-85-750, 1985.
3. *Алексеев Е.Г., Гусельников В.С., Зайцев В.М.* SU1709399A1. 1989. Советский патент 1992 года по МПК G21G1/10.
4. *Веников Н.И., Воробьев О.А., Новиков В.И., Себякин А.А., Соколов А.Ю., Фомичев Д.И., Шабров В.А.* Препринт ИАЭ-4934/14, 1989 г.
5. *Веников Н.И., Себякин А.А.* Патент SU 1661842. // Бюллетень № 25 от 07.07.1991 г.
6. *Firouzbakht M.L., Teng R.R., Schlyer D.J., Wolf A.P.* // *Radiochimica Acta.* 1987. V. 41. P. 1. <https://doi.org/10.1524/ract.1987.41.1.1>
7. *Tarkanyi F., Quaim S.M., Stöcklin G., Sajjad M., Lambrecht R.M., Schweickert H.* // *Intern. J. Radiat. Appl. Instrument. Part A. Appl. Radiat. Isotop.* 1991. V. 42. P.221. [https://doi.org/10.1016/0883-2889\(91\)90080-K](https://doi.org/10.1016/0883-2889(91)90080-K)
8. *Oberdorfer F., Meissner M., Tiede A., Schweickert H.* IAEA-RC-1025.3 2009.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 539.123

ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА BAIKAL-GVD С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНИХ ГИРЛЯНД ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ

© 2023 г. А. В. Аврорин^а, А. Д. Аврорин^а, В. М. Айнутдинов^{а,*}, В. А. Аллаhverдян^б,
З. Бардачова^с, И. А. Белолоптиков^б, И. В. Борина^б, Н. М. Буднев^д, А. Р. Гафаров^д,
К. В. Голубков^а, Н. С. Горшков^б, Т. И. Грес^д, Р. Дворнишки^{б,с}, Ж.-А. М. Джилкибаев^а,
В. Я. Дик^{б,г}, Г. В. Домогацкий^а, А. А. Дорошенко^а, А. Н. Дячок^д, Т. В. Елзов^б, Д. Н. Заборов^а,
В. К. Кебкал^е, К. Г. Кебкал^е, В. А. Кожин^г, М. М. Колбин^б, К. В. Конищев^б, А. В. Коробченко^б,
А. П. Кошечкин^а, М. В. Круглов^б, М. К. Крюков^а, В. Ф. Кулепов^г, Ю. М. Малышкин^б,
М. Б. Миленин^а, Р. Р. Миргазов^д, В. Назари^б, Д. В. Наумов^б, Д. П. Петухов^а,
Е. Н. Плисковский^б, М. И. Розанов^б, В. Д. Рушай^б, Е. В. Рябов^д, Г. Б. Сафронов^а,
Д. Сеитова^{б,г}, А. Э. Сиренко^б, А. В. Скурихин^г, А. Г. Соловьев^б, М. Н. Сорокинов^б,
А. П. Стромаков^а, О. В. Суворова^а, В. А. Таболенко^д, Б. А. Тарашанский^д, Л. Файт^г,
А. Хатун^с, Е. В. Храмов^б, Б. А. Шайбонов^б, М. Д. Шелепов^а, Ф. Шимковиц^{б,с,г},
И. Штекль^г, Э. Эцкерова^с, Ю. В. Яблокова^б

^аИнститут ядерных исследований РАН

Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

^бОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна Московской обл., Россия

^сComenius University, Братислава, Словакия

^дИркутский государственный университет, Иркутск, Россия

^еEvoLogics GmbH, Берлин, Германия

^гНИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

^зНижегородский государственный технический университет, Нижний Новгород, Россия

^бСанкт-Петербургский государственный морской технический университет,
Санкт-Петербург, Россия

^иCzech Technical University in Prague, Прага, Чешская Республика

^жИнститут ядерной физики МЭ, Алматы, Республика Казахстан

*e-mail: aynutdin@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.12.2022 г.

После доработки 08.03.2023 г.

Принята к публикации 12.03.2023 г.

В оз. Байкал продолжается развертывание глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD. К апрелю 2022 г. было введено в эксплуатацию 10 кластеров телескопа, в состав которых входит 2880 оптических модулей. Одной из актуальных задач Байкальского проекта является исследование возможности увеличения эффективности регистрации детектора на основе опыта его эксплуатации и результатов, полученных на других нейтринных телескопах за последние годы. В данной работе рассматривается вариант оптимизации конфигурации телескопа путем установки дополнительной гирлянды оптических модулей между кластерами детектора (внешней гирлянды). Экспериментальная версия внешней гирлянды была установлена в оз. Байкал в апреле 2022 г. В работе представлены результаты расчетов эффективности регистрации нейтринных событий для новой конфигурации установки, техническая реализация системы регистрации и сбора данных внешней гирлянды и первые результаты ее натурных испытаний в оз. Байкал.

DOI: 10.31857/S0032816223040110, EDN: RBVBMX

ВВЕДЕНИЕ

Нейтринная астрофизика является новой областью физических исследований. Меньше десяти

лет прошло после регистрации первых нейтрино астрофизической природы на установке IceCube. Это, в частности, обусловлено масштабностью де-

текторов нейтрино высокой энергии — нейтринных телескопов. В настоящее время в мире на разных стадиях развертывания работают три нейтринных телескопа: IceCube на Южном полюсе [1], KM3Net в Средиземном море [2] и Baikal-GVD [3] в оз. Байкал. В настоящее время лидером в области нейтринной астрофизики является нейтринный телескоп IceCube. На нем впервые были выделены кандидаты на нейтрино астрофизической природы в трековом и каскадном режимах регистрации и исследован их энергетический спектр. Вторым по масштабам нейтринным телескопом является Baikal-GVD — крупнейший глубоководный черенковский детектор Северного полушария. Первый полномасштабный кластер Baikal-GVD был введен в эксплуатацию в 2016 г. За последующие 6 лет количество кластеров Baikal-GVD было увеличено до десяти (2880 фотодетекторов — оптических модулей).

В настоящее время одной из актуальных задач Байкальского проекта является исследование возможности увеличения эффективности регистрации детектора на основе опыта его эксплуатации и результатов, полученных на других нейтринных телескопах за последние годы. Решение этой задачи, в частности, создаст необходимые предпосылки для разработки проекта нейтринного телескопа следующего поколения с эффективным объемом масштаба 10 км^3 . Именно такой масштаб установки, как показывают эксперименты на нейтринных телескопах, позволит перейти от наблюдения диффузного потока астрофизических нейтрино к исследованию источников их образования. Исследования проводятся в следующих направлениях: разработка нового глубоководного фотодетектора (оптического модуля) с увеличенной чувствительной площадью, изучение возможности модернизации системы сбора данных телескопа на основе оптоволоконных линий связи, оптимизация конфигурации регистрирующей системы телескопа. В данной работе рассматривается вариант оптимизации конфигурации телескопа путем установки дополнительных внешних гирлянд оптических модулей между кластерами телескопа в геометрическом центре каждой тройки кластеров. Термин внешняя гирлянда подчеркивает, что она размещается за границей рабочего объема кластера.

Экспериментальная версия внешней гирлянды была установлена в оз. Байкал в апреле 2022 г. В работе представлены результаты расчетов эффективности регистрации нейтринных событий для новой конфигурации установки, техническая реализация системы регистрации и сбора данных внешней гирлянды и первые результаты ее натурных испытаний в составе Байкальского телескопа.

ОПТИМИЗАЦИЯ КОНФИГУРАЦИИ BAIKAL-GVD

Нейтринный телескоп Baikal-GVD расположен в южной части оз. Байкал. Глубина озера в месте дислокации установки составляет 1366 м. Регистрация излучения в установке Baikal-GVD осуществляется оптическими модулями (ОМ) [4]. В качестве светочувствительного элемента ОМ используется фотоэлектронный умножитель Hamamatsu R7081-100. Оптические модули размещаются на гирляндах, установленных на якорях на дне оз. Байкал, и сгруппированы в кластеры. Кластер включает в свой состав центральную гирлянду и семь гирлянд, равномерно расположенных по окружности радиусом 60 м. Каждая гирлянда состоит из 36 ОМ, размещенных с шагом 15 м на глубинах от 750 до 1275 м. Оптические модули ориентированы фотокатодами вниз, что повышает эффективность регистрации событий из нижней полусферы и предотвращает потери излучения из-за накопления осадков в верхней части стеклянного глубоководного корпуса оптического модуля.

Оптимизация конфигурации кластеров (расстояния между гирляндами и ОМ) с целью достижения максимальной чувствительности телескопа к потоку астрофизических нейтрино проводилась для нейтринного спектра вида E^{-2} . При этих условиях оптимальное расстояние между кластерами составило 300 м. Энергетический спектр астрофизических нейтрино, в последствии измеренный на установке IceCube, имеет большее значение показателя — $E^{-2.46}$ [5]. С учетом более крутого спектра расстояние между кластерами в 2022 г. было уменьшено с 300 до 250 м и предприняты меры для увеличения чувствительности межкластерного рабочего объема установки. С точки зрения технической реализации, наиболее эффективным способом повышения чувствительности телескопа является установка дополнительных гирлянд в геометрических центрах каждой тройки кластеров Baikal-GVD — внешних гирлянд (рис. 1).

Для оценки эффекта, связанного с установкой дополнительных внешних гирлянд, моделировался отклик детектора в режимах регистрации мюонов и каскадных ливней, генерированных в нейтринных событиях. Конфигурация регистрирующей системы внешней гирлянды полностью повторяла конфигурацию базовых гирлянд установки. Она включала в себя 36 ОМ, расположенных на расстояниях 15 м по вертикали. Для мюонных событий, имеющих протяженность, превышающую геометрические размеры телескопа, эффективная площадь установки для регистрации нейтрино увеличилась пропорционально числу ОМ, что означало отсутствие значимого эффекта от установки внешних гирлянд. Можно отметить только более изотропную чувствитель-

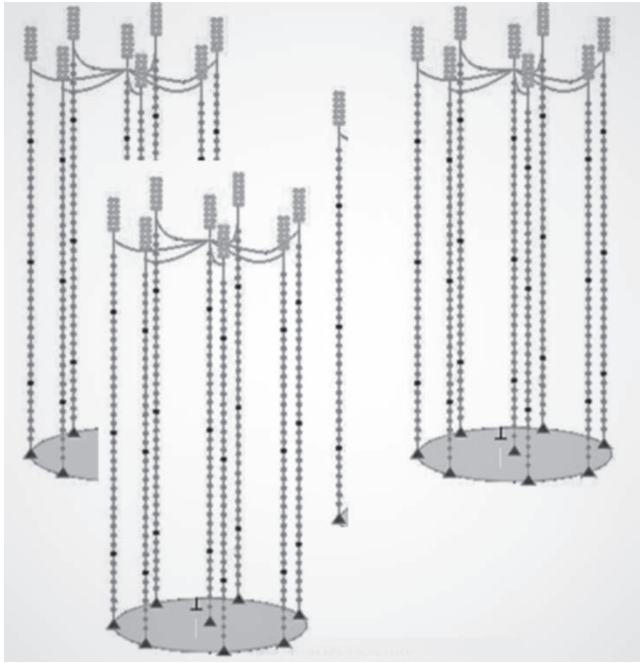


Рис. 1. Внешняя гирлянда, расположенная в геометрическом центре трех кластеров Baikal-GVD.

ность телескопа, в состав которого включены внешние гирлянды, к потоку околоразрывных мюонов.

При регистрации каскадов — квазиточечных источников излучения (характерная длина каскадов меньше расстояния между оптическими модулями) — ситуация существенно другая. Для оценки эффекта от установки внешней гирлянды было разыграно 10^4 вершин взаимодействия электронных нейтрино для конфигурации регистрирующей системы, представленной на рис. 1. В каждой вершине равномерно разыгрывалось 20

значений косинуса зенитного угла. Для каждого зенитного угла разыгрывалось 20 значений азимутального угла. Для каждого направления было разыграно равномерно 50 значений первичной энергии нейтрино по спектру $E^{-2.46}$ от 1 до 10^5 ТэВ. Критерием отбора событий являлось ограничение на количество сработавших каналов в кластере $N_{hit} > 30$. Это требование обеспечивает надежное подавление фона от групп атмосферных мюонов. Распределения событий по расстоянию ρ до внешней гирлянды для двух конфигураций телескопа (расстояния между центрами кластеров 250 и 300 м) представлены на рис. 2.

При расстоянии между кластерами 250 м для конфигурации, состоящей из 25 гирлянд (24 гирлянды в составе трех кластеров и внешняя гирлянда), количество зарегистрированных событий увеличилось на 10% по сравнению с базовой конфигурацией (24 гирлянды). Для расстояния между кластерами 300 м рост числа событий составил 5%. Аналогичные расчеты были проведены и для спектра нейтрино вида E^{-2} . В этом случае рост числа зарегистрированных событий составил 30% и 10% для расстояний между кластерами 250 и 300 м соответственно. В случае отбора каскадных ливней с энергией > 100 ТэВ из области, где фон событий от атмосферных мюонов и нейтрино становится меньше сигнала от астрофизических нейтрино, рост числа событий составит 24% для спектра вида $E^{-2.46}$ при расстоянии между кластерами 250 м. Полученные результаты показывают значимое увеличение эффективности телескопа в конфигурации, содержащей внешнюю гирлянду. Это инициировало проведение экспериментальных исследований характеристик оптимизированной конфигурации телескопа.

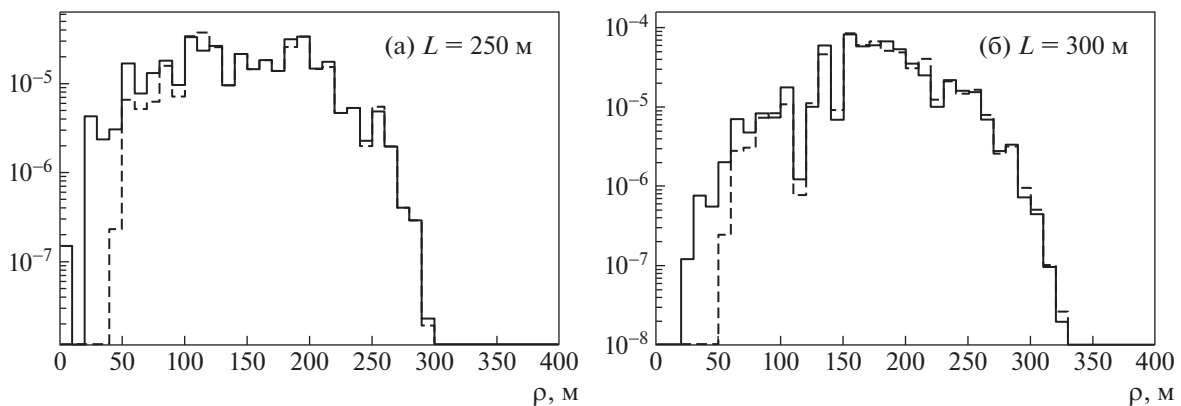


Рис. 2. Распределения событий по расстоянию ρ от внешней гирлянды для двух конфигураций: при расстоянии между центрами кластеров 250 м (а) и 300 м (б). Сплошные линии — конфигурация с внешней гирляндой, штриховые — без внешней гирлянды.

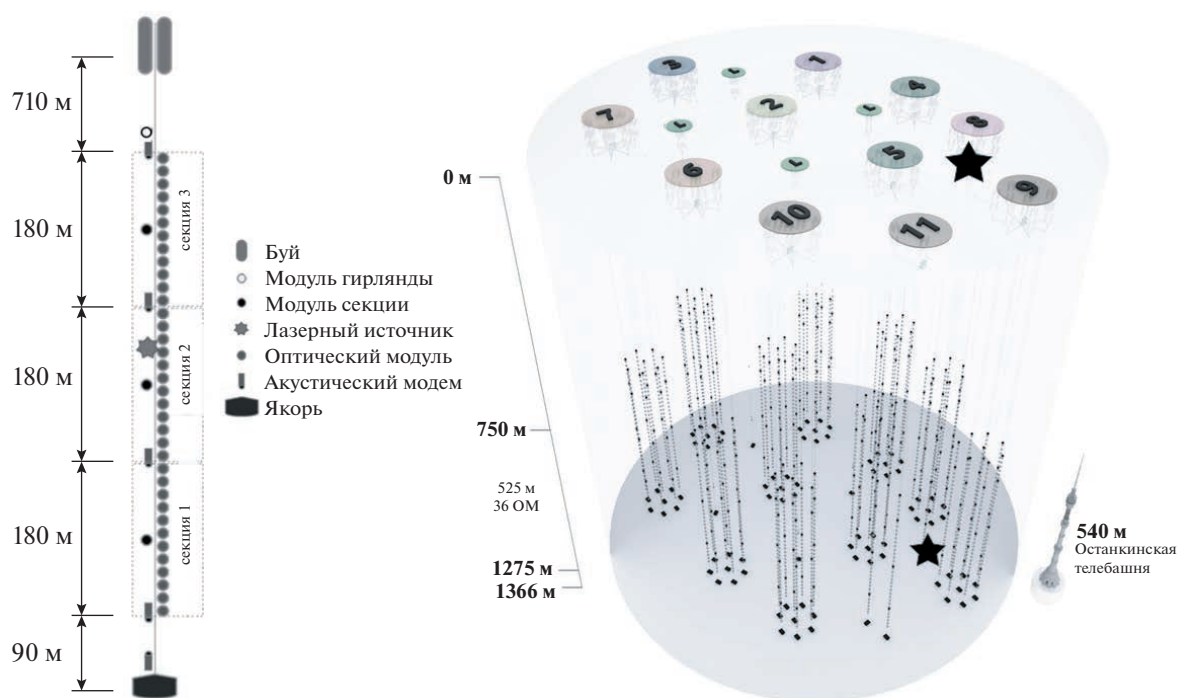


Рис. 3. Структура внешней гирлянды и конфигурация Baikal-GVD 2022 г., звездочкой отмечено положение внешней гирлянды в установке.

ТЕХНИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ВНЕШНЕЙ ГИРЛЯНДЫ

Первая внешняя гирлянда была установлена и введена в эксплуатацию в составе нейтринного телескопа Baikal-GVD в апреле 2022 г. К этому времени Baikal-GVD состоял из десяти полномасштабных кластеров. Конфигурация телескопа 2022 г. представлена на рис. 3. Цифры соответствуют номерам кластеров (нумерация соответствует последовательности их ввода в эксплуатацию), символом *L* обозначены технологические гирлянды, в состав которых входят лазерные калибровочные источники. Звездочками отмечено положение внешней гирлянды.

Система регистрации и сбора данных внешней гирлянды в основном идентична базовым гирляндам кластера [6]. Гирлянда состоит из трех секций ОМ (первая секция расположена внизу гирлянды, см. рис. 3). В состав каждой секции входит 12 ОМ, до двух акустических модемов системы позиционирования [7, 8] и модуль управления секцией. Оптические модули и акустические модемы подключаются к модулю управления секцией, функциями которого являются управление работой ОМ, формирование локального триггера, преобразование аналоговых сигналов (фотоэлектронного умножителя в цифровой вид (частота дискретизации 200 МГц), сбор и первичная обработка данных. На основе данных, поступающих с аналого-цифрового преобразователя, формируются

временные кадры событий, содержащие информацию о форме импульсов, регистрируемых на каналах. Управление работой секций, формирование триггера гирлянды и обмен информацией обеспечивает отдельный глубоководный электронный блок — модуль гирлянды.

Внешняя гирлянда подключена к центру управления девятым кластером. Центр управления кластером расположен на глубине около 30 м и связан с береговой станцией гибридным оптоволоконным кабелем, обеспечивающим электропитание кластера и передачу данных. Подключение внешней гирлянды осуществляется через глубоководный 9-контактный коннектор, ранее предусмотренный для “лазерной гирлянды”, предназначенной для межкластерной временной калибровки. В базовой конфигурации кластера коннектор использовался для электропитания и управления лазерными источниками света. При подключении внешней гирлянды через этот коннектор была организована передача дополнительных триггерных сигналов: локального триггера внешней гирлянды (*запрос*) и общего триггера кластера (*подтверждение*).

Данные от секций внешней гирлянды передаются в модуль гирлянды и оттуда — в центр кластера через удлинители Ethernet IEX-402-SHDSL, после чего транслируются на береговую станцию по оптоволоконной линии связи. Считывание данных с внешней гирлянды осуществляется при

поступлении на нее сигнала *подтверждение* аналогично остальным гирляндам кластера. Единственное отличие внешней гирлянды от базовых гирлянд кластера заключается в том, что в ее центральной части размещается лазерный калибровочный источник излучения, подключенный к модулю управления средней секцией. Лазерный источник излучает на длине волны 532 нм, энергия в импульсе составляет 0,37 мДж ($\sim 10^{15}$ фотонов) при длительности вспышки ~ 1 нс. Лазерный источник позволяет осуществлять комплексную оценку эффективности временной и амплитудной калибровки каналов, точности позиционирования ОМ и корректности временной синхронизации кластеров. В состав лазерного источника входит система излучения света, система контроля стабильности интенсивности излучения, управляемый аттенюатор и диффузор, обеспечивающий формирование потока излучения.

Временная калибровка каналов внешней гирлянды осуществляется при помощи светодиодных источников, размещенных в ОМ, аналогично базовым гирляндам кластера. Временные сдвиги между каналами обусловлены разностью в длинах кабелей оптических модулей, секций и гирлянд, а также зависимостью временной задержки каналов от высоковольтного напряжения фотоэлектронных умножителей. Калибровочные источники света разработаны на основе светодиодов с длиной волны в максимуме излучения 470 нм и длительностью импульса ~ 5 нс. Световой импульс формируется в конусе раствором 15° . В каждом оптическом модуле установлено два калибровочных источника со светодиодами, ориентированными в верхнем направлении и предназначенными для относительной временной калибровки каналов гирлянды. Из-за малого раствора угла их излучения свет от них не регистрируется фотодетекторами соседних гирлянд. Поэтому для определения временных сдвижек между каналами внешней гирлянды и гирляндами окружающих ее кластеров используются две матрицы светодиодов, которые устанавливаются в ОМ средней и верхней секций внешней гирлянды. Матрицы состоят из десяти светодиодных источников, ориентированных горизонтально и расположенных равномерно по окружности.

НАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВНЕШНЕЙ ГИРЛЯНДЫ

Точность восстановления геометрии событий (направления движения мюонов, положения оси каскадов и вершины их взаимодействия) в нейтринном телескопе зависит от точности измерения времени регистрации сигналов, поступающих с фотоэлектронных умножителей. Ошибки, возникающие при измерении времени регистрации, определяются двумя факторами: точностью

измерения относительных временных сдвижек каналов (временной калибровкой) и неопределенностью времен регистрации сигналов (временной синхронизацией). Натурные испытания, проведенные в 2022 г., помимо долговременных исследований корректности работы аппаратуры внешней гирлянды, включали в себя и исследования точности ее временной калибровки и синхронизации с другими гирляндами телескопа.

Аппаратура системы временной калибровки телескопа была разработана для базового варианта Baikal-GVD, в котором расстояния между гирляндами составляет 60 м. При этом условии точность калибровки каналов составляет ~ 2 нс. При увеличении до ~ 80 м расстояния от калибровочного источника при длине поглощения света в байкальской воде 22 м величина калибровочного сигнала уменьшается более чем в пять раз, что сказывается на точности временной калибровки внешней гирлянды. Для исследования данной точности в период с апреля по сентябрь 2022 г. было проведено несколько серий калибровочных измерений. В качестве калибровочных источников использовались светодиодные матрицы, установленные на внешней гирлянде. Пример калибровочного события, зарегистрированного на трех кластерах, представлен на рис. 4. Кружками выделены сработавшие каналы, цвет показывает время регистрации сигналов в каналах. Нулевой отсчет времени находится в середине временного кадра события длительностью 5 мкс и соответствует моменту регистрации сигнала *подтверждение* аппаратурой модуля секции, инициированного *запросом* этой секции. Выбор шкалы времени осуществляется на этапе настройки установки при помощи программируемых задержек времен формирования кадров событий.

Для вычисления относительных временных сдвижек между каналами внешней гирлянды и базовых гирлянд кластеров определялась разность ΔT между ожидаемыми из геометрии dT_0 и измеренными dT задержками между сигналами, зарегистрированными на этих гирляндах. Каналы в пределах каждой гирлянды калибровались при помощи вертикальных светодиодов, встроенных в каждый ОМ. От вспышки матрицы светодиодов срабатывает несколько каналов на каждой гирлянде. Это позволяет оценить точность калибровки, которая определяется разбросом измеренных для этих каналов значений ΔT . Для того чтобы минимизировать вклад в ошибку измерений неопределенности в определении положения ОМ акустической системой позиционирования (~ 30 см), разность значений ΔT определялась для пар соседних каналов на одной гирлянде. Точность калибровки характеризовалась средним абсолютным значением параметра $\tau = (\Delta T_i - \Delta T_{i+1})$, где i — номер канала. На рис. 5 показаны примеры распределения

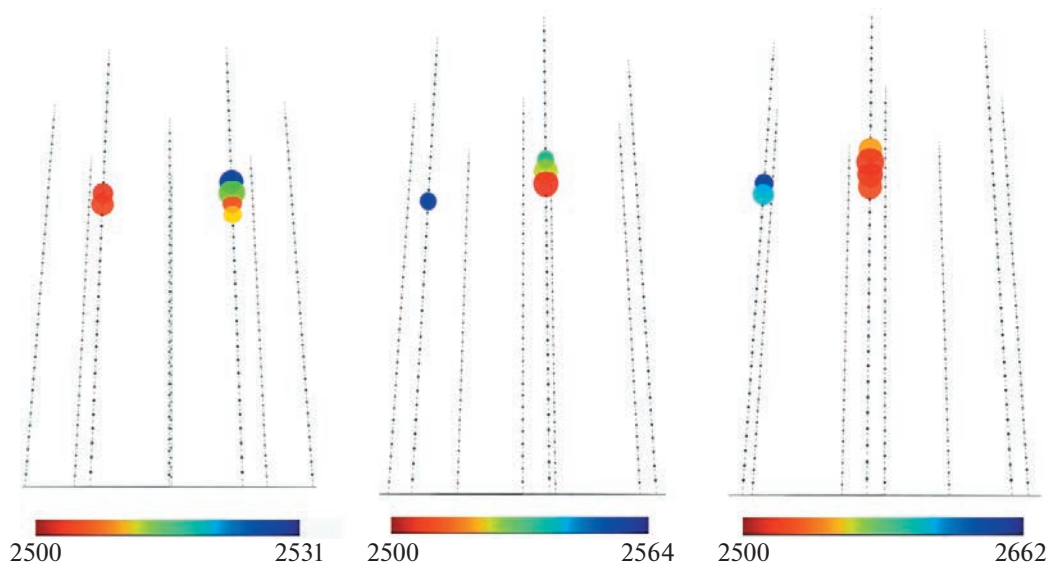


Рис. 4. Вид калибровочного события от матрицы внешней гирлянды на трех окружающих ее кластерах телескопа в проекциях на источник излучения. Шкала времени регистрации представлена под каждым рисунком в наносекундах.

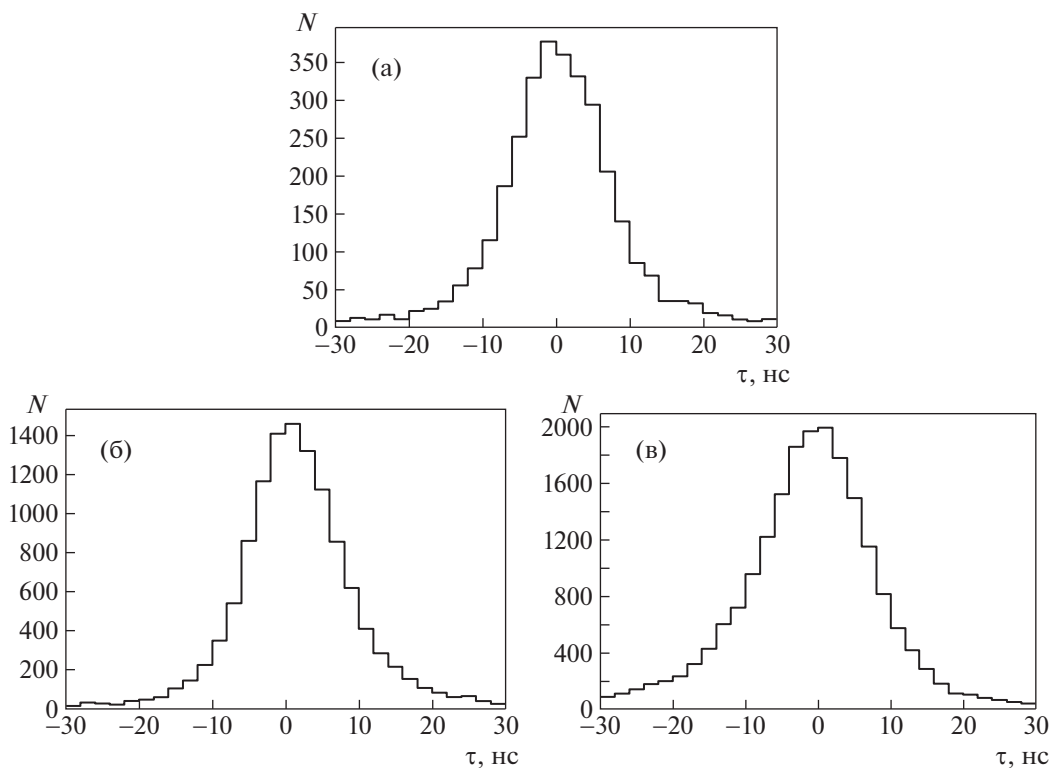


Рис. 5. Примеры распределения событий по величине параметра τ в режиме калибровки внешней гирлянды относительно кластеров 5 (а), 8 (б) и 9 (в).

калибровочных событий по величине параметра τ , измеренного для внешней гирлянды относительно гирлянд кластеров 5, 8 и 9.

Пример результатов временной калибровки внешней гирлянды относительно окружающих ее

кластеров для одной серии калибровочных измерений показан в табл. 1. Здесь представлено расстояние R от внешней гирлянды до ближайших базовых гирлянд окружающих ее кластеров, количество каналов K базовых гирлянд, по которым

проводилась временная калибровка, средний заряд Q на каналах, измеренный в фотоэлектронах (ф.э.), и средняя величина абсолютных значений параметра τ , вычисленная по парам каналов гирлянды.

Неопределенность временной калибровки внешней гирлянды относительно кластеров телескопа составила менее 3 нс, что близко к значению, полученному при калибровке базовых гирлянд телескопа, и является приемлемым с точки зрения решения задачи восстановления геометрии физических событий в телескопе [9]. Величина неопределенности калибровки определяется рассеянием света в воде, которое при расстояниях от источника ~80 м становится существенным и не учитывается при расчете времен срабатывания каналов. Заряды сигналов на калибровочных каналах варьируются от канала к каналу в пределах от 2 до 10 ф.э., в среднем около 4 ф.э. Следует отметить, что величина заряда слабо коррелирует с расстоянием от внешней гирлянды до кластера. Это связано с тем, что для светодиодов калибровочных матриц не проводился специальный отбор по максимальной величине излучаемого светового импульса. Значение максимального сигнала для разных экземпляров светодиодов может значительно различаться (в 3–4 раза), что нарушает изотропность светового потока от калибровочной матрицы.

Система временной синхронизации Baikal-GVD обеспечивает работу всех каналов установки в условиях единой шкалы времени. Она включает в себя две подсистемы, обеспечивающие синхронизацию каналов в пределах одного кластера и синхронизацию кластеров друг с другом [9]. Работа этих подсистем основана на разных принципах. Синхронизация каналов в пределах одного кластера осуществляется при помощи общего триггера, формируемого в центре управления кластером и транслируемого на все его секции. Для синхронизации работы кластеров на каждом из них измеряется время формирования общего триггера. Измерение осуществляется двумя неза-

Таблица 1. Калибровка внешней гирлянды относительно кластеров телескопа

Номер кластера	R , м	K	Q , ф.э.	τ , нс
Кластер 5	85	5	3.6	2.8
Кластер 8	80	2	4.6	0.4
Кластер 9	77	3	3.5	2.5

висимыми системами: WR (White Rabbit) [10] и SSBT (Synchronization System of Baikal Telescope) [9], последняя специально разработана для Baikal-GVD.

Для исследований работы системы синхронизации внешней гирлянды был проведен анализ данных калибровочных измерений в режиме одновременной засветки гирлянды и окружающих ее кластеров лазерным источником света, расположенным на внешней гирлянде.

В качестве параметра, характеризующего точность синхронизации, использовалась величина среднеквадратичного отклонения (СКО) измеренной задержки dt времен срабатываний пар синхронизируемых каналов. Для анализа отбирались каналы, для которых средний заряд сигналов от лазера превышал 10 ф.э. Это позволило минимизировать влияние статистической ошибки измерения времен регистрации сигналов.

Рисунок 6 иллюстрирует точность синхронизации гирлянды с окружающими ее кластерами 5, 8 и 9. Следует подчеркнуть, что синхронизация внешней гирлянды с кластером 9, в состав которого она входит как девятая гирлянда, осуществлялась по общему триггеру кластера, в то время как для кластеров 5 и 8 дополнительно измерялось время между триггерами кластеров при помощи системы WR. Точность временной синхронизации внешней гирлянды (СКО) с окружающими ее кластерами составила 2.1–2.2 нс, что хорошо согласуется с ожидаемым значением 2.0 нс, которое определяется дискретностью времен фиксации триггерного сигнала аппаратурой секций установки, равной 5 нс.

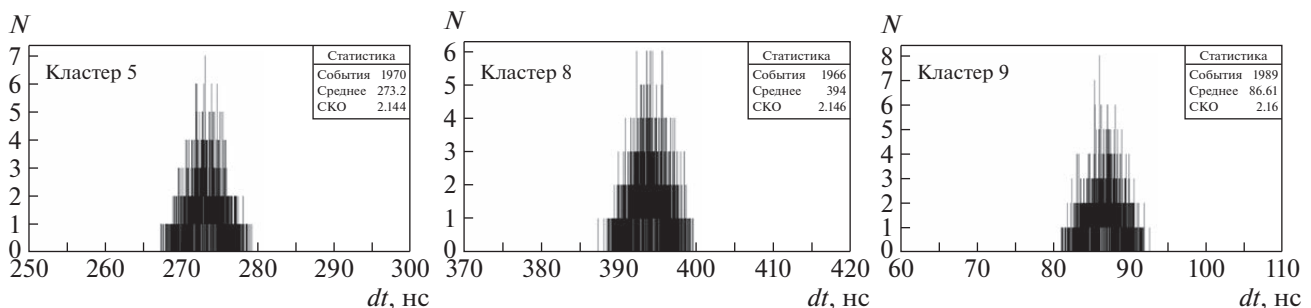


Рис. 6. Распределение событий по разнице времен регистрации сигналов dt внешней гирляндой относительно ближайших к ней гирлянд кластеров 5, 8 и 9.

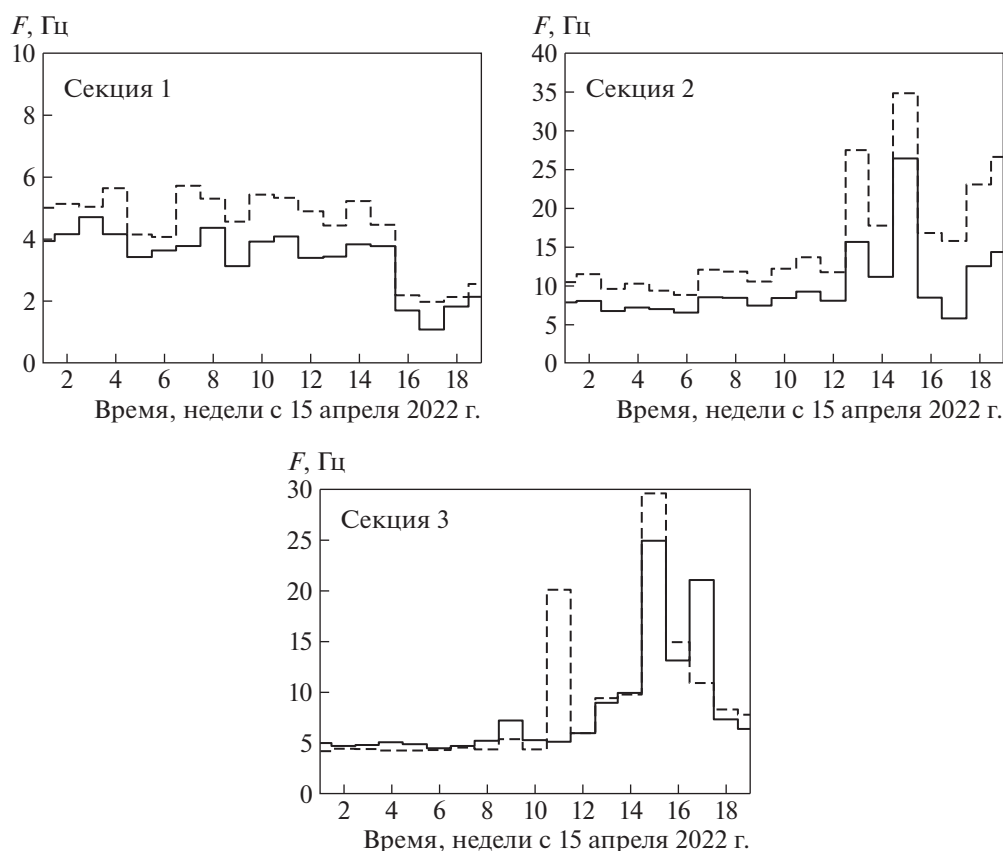


Рис. 7. Частота локальных триггеров, формируемых нижней (№ 1), средней (№ 2) и верхней (№ 3) секциями внешней гирлянды (сплошная линия) и гирлянды 4 кластера 5 (штриховая линия).

РАБОТА ВНЕШНЕЙ ГИРЛЯНДЫ В РЕЖИМЕ РЕГИСТРАЦИИ СОБЫТИЙ

В апреле 2022 г. внешняя гирлянда была введена в эксплуатацию в составе нейтринного телескопа Baikal-GVD в режиме постоянной экспозиции. Анализ полученных с внешней гирлянды экспериментальных данных показал корректность ее работы и не выявил особенностей ее функционирования по сравнению с остальными гирляндами телескопа. В качестве иллюстрации на рис. 7 показана частота формирования локальных триггеров секциями внешней гирлянды по сравнению с гирляндой 4 кластера 5, расположенной в 85 м от нее. Условием формирования триггера секции является совпадение превышающих пороговые значения 1.5 и 4.0 ф.э. сигналов с двух ее соседних оптических модулей во временном окне 100 нс.

Скорость счета локальных триггеров определяется тремя основными процессами: регистрацией атмосферных мюонов, собственными шумами фотоэлектронных умножителей и фоновым свечением воды оз. Байкал. Временная зависимость и абсолютная величина темпов счета, измеренные на двух гирляндах, находятся в хорошем

согласии. На графиках рис. 7 отражены основные особенности функционирования секций оптических модулей телескопа: рост числа срабатывания с уменьшением глубины размещения ОМ, связанный с увеличением вклада фонового свечения воды; стабильное поведение скорости счета в весенне-зимний период и его значительные флуктуации в летний и осенний сезоны, обусловленные переносом светящихся органических масс течениями озера (хемоллюминесценция). В период нестабильного светового фона озера темп счета секций может достигать нескольких десятков герц. Это приводит к повышению частоты фоновых срабатываний кластера до уровня, превышающего возможности системы передачи данных. Поэтому, во избежание потери данных, в этот период пороги регистрации каналов искусственно поднимаются на 20–30%. Эффект повышения порогов регистрации в августе 2022 г. можно наблюдать на рис. 7 как снижение темпа счета *запросов* для первых (нижних) секций гирлянд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в статье расчеты показывают значимое увеличение эффективности работы ре-

гистрирующей системы Baikal-GVD при установке внешней гирлянды между кластерами телескопа. Для конфигурации из трех кластеров (24 гирлянды) добавление одной внешней гирлянды обеспечивает увеличение количества регистрируемых событий на 10% для каскадных ливней с энергией больше 1 ТэВ и на 24% для каскадных ливней с энергией больше 100 ТэВ. Техническая реализация проекта по установке внешних гирлянд в геометрических центрах каждой тройки кластеров не представляет принципиальных затруднений. Система сбора данных, глубоководная кабельная инфраструктура и система электропитания кластера могут быть достаточно просто адаптированы для обслуживания девяти гирлянд (включая одну внешнюю) вместо восьми.

Натурные испытания внешней гирлянды показали корректность и надежность функционирования входящей в ее состав аппаратуры и достаточно высокую точность ее временной калибровки относительно окружающих гирлянд (~2.5 нс). Точность синхронизации внешней гирлянды с кластерами телескопа составила ~2 нс, что совпадает с точностью синхронизации базовых гирлянд телескопа. Использование светодиодной калибровочной системы внешней гирлянды позволило провести относительную временную калибровку кластеров, что обеспечивает дублирование лазерной калибровочной системы телескопа, которая в настоящее время используется для этих целей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) № 20-02-00400 и № 19-29-11029.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. IceCube Collaboration. *Aartsen M.G. et al.* // JINST. 2017. V. 12. P. 03012.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/P03012>
2. KM3NeT Collaboration. *Adrian-Martinez S. et al.* // J. Phys. 2016. V. G 43. P. 084001.
<https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/8/084001>
3. Baikal-GVD Collaboration. *Avrorin A.D. et al.* // Nucl. and Part. Phys. Proc. 2016. V. 273. P. 314.
<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.044>
4. Baikal-GVD Collaboration. *Avrorin A.D. et al.* // EPJ Web of Conf. 2016. V. 116. P. 01003.
<https://doi.org/10.1051/epjconf/201611601003>
5. IceCube Collaboration. *Aartsen M.G. et al.* // Phys. Rev. 2015. V. D 91. P. 022001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.022001>
6. Baikal-GVD Collaboration. *Avrorin A.D. et al.* // EPJ Web of Conf. 2016. V. 116. P. 5004.
<https://doi.org/10.1051/epjconf/201611605004>
7. Baikal-GVD Collaboration. *Avrorin A.D. et al.* // PoS ICRC2019. 2019. P. 1012.
<https://doi.org/10.22323/1.358.1012>
8. *Авrorин А.В., Авrorин А.Д., Айнутдинов В.М., Ван-наш Р., Бардăcovă З., Белоланников И.А., Бруданин В.Б., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Горшков Н.С., Гресъ Т.И., Dvornický R., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А. et al.* // ПТЭ. 2020. № 4. С. 120.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220040102>
9. Baikal-GVD Collaboration. *Allakhverdyan V.A. et al.* // PoS ICRC2021. 2021. P. 1066.
<https://doi.org/10.22323/1.395.1066>
10. *Serrano J., Alvarez P., Cattin M., Garcia Cota E., Lewis J., Moreira P., Wlostowski T., Gaderer G., Loschmidt P., Dedic J., Bar R., Fleck T., Kreider M., Prados C., Rauch S.* // Proc. of ICALEPS 2009. Kobe, Japan, 2009. TUC004.
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/icalepcs2009/papers/tuc004.pdf> ISBN 978-4-9905391-0-8

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.384.62

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА ПРОЛЕТА ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ МИКРОЧАСТИЦ ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО МАСС-СПЕКТРОМЕТРА

© 2023 г. К. Е. Воронов^а, И. В. Пияков^а, М. П. Калаев^а, А. М. Телегин^{а,*}

^аСамарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева
(Самарский университет)

Россия, 443086, Самара, Московское шоссе, 34

*e-mail: talex85@mail.ru

Поступила в редакцию 28.12.2022 г.

После доработки 28.12.2022 г.

Принята к публикации 09.03.2023 г.

В работе рассмотрены различные конструкции детекторов пролета заряженных микрочастиц, которые могут быть установлены на масс-спектрометры с целью регистрации момента пролета микрочастицы и инициации процесса измерения. Наибольший диапазон регистрируемых масс и скоростей показала конструкция детектора, изготовленная на основе диэлектрического основания (PLA-пластик) с использованием 3D-принтера и нихромовой нити.

DOI: 10.31857/S0032816223040183, EDN: RBNSPE

1. ВВЕДЕНИЕ

Для исследования элементного состава высокоскоростных микрочастиц (микрометеороидов и частиц космического мусора) используются времяпролетные масс-спектрометры. Общий принцип работы времяпролетного масс-спектрометра показан на оптической схеме (рис. 1). В начальный момент пылевая частица ударяется о мишень, в результате чего образуется облако слабо ионизированного газа, состоящее из ионов материалов частицы и мишени. Во время пролета через сетку-детектор (измерительный электрод) формируется электрический сигнал, по которому начинается запись кадра данных, содержащих информацию с приемника ионов. Под действием электрического поля, образованного разностью потенциалов мишени и экранирующей сетки, ионное облако ускоряется в направлении ионного зеркала. Ионное зеркало выполнено в виде четырех сеток в форме параболоидов, фокус которых совпадает с приемником ионов, и пяти выравнивающих электродов. После отражения от ионного зеркала ионы попадают в приемник на основе вторичного электронного умножителя ВЭУ-7, где формируется ионный импульс, который затем поступает на микроконтроллерный модуль через зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ).

Для того чтобы контролировать скорость удаляющихся частиц, а также фиксировать сам момент начала процесса измерения и формирования нужных напряжений для работы ионного зеркала,

используется измерительный электрод — детектор пролета заряженных микрочастиц (рис. 1).

В работах [1–4] рассмотрены различные конструктивные решения детекторов пролета микрочастиц. Эти устройства представляют собой либо отдельную конструкцию, либо соединены с масс-спектрометром, образуя с ним единое целое.

В работах [1, 2] для детекторов пролета используются проволочные ортогонально направленные измерительные электроды. Эти детекторы обладают высокой прозрачностью, механической прочностью и большой чувствительной областью.

В работе [5] описан прибор для измерения двух составляющих вектора скорости микрочастиц, при этом измерительные электроды представляют собой сетку. В работе [6] рассмотрена конструкция детектора, состоящего из двух полукруглых электродов-сеток, а также описан подход к измерению траектории заряженной частицы пыли на основе анализа формы наведенного сигнала, которая используется для вычисления скорости, массы и траектории частиц.

2. ОПИСАНИЕ ПРИНЦИПА ИЗМЕРЕНИЯ

В данной работе представлено экспериментальное исследование конструкций измерительных электродов (сеток-детекторов) для регистрации пролетных импульсов, вызванных заряженными микрочастицами. При этом рассматриваемые конструкции должны иметь возможность соеди-

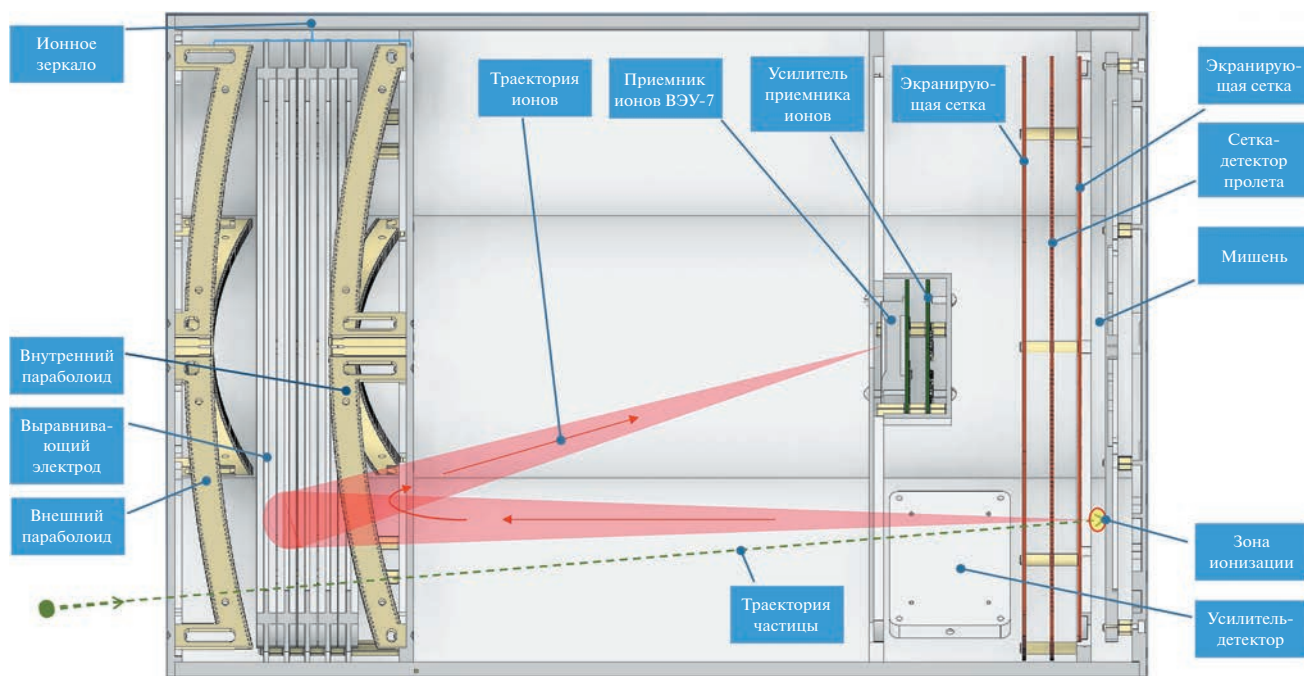


Рис. 1. Оптическая схема масс-спектрометра.



Рис. 2. Фронтальный вид времяпролетного масс-спектрометра.

нения с пылеударным времяпролетным масс-спектрометром (рис. 2) [7].

Микрочастицы (космический мусор и микрометеороиды), находясь в околоземном пространстве, заряжаются до некоторого потенциала под действием факторов космического пространства

[5]. При пролете заряженной частицы через измерительный электрод на ней наводится импульс тока, форму которого можно описать согласно теореме Рамо—Шокли:

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

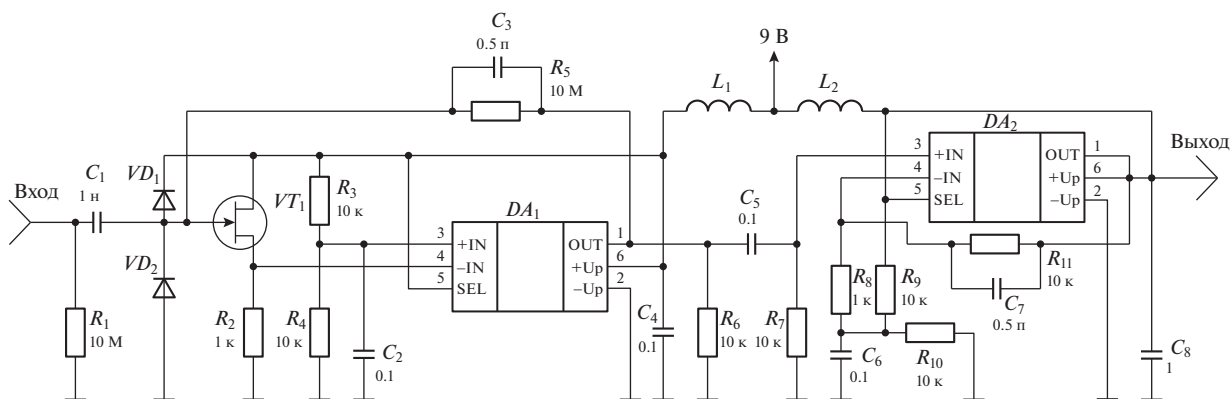


Рис. 3. Электрическая принципиальная схема зарядочувствительного усилителя.

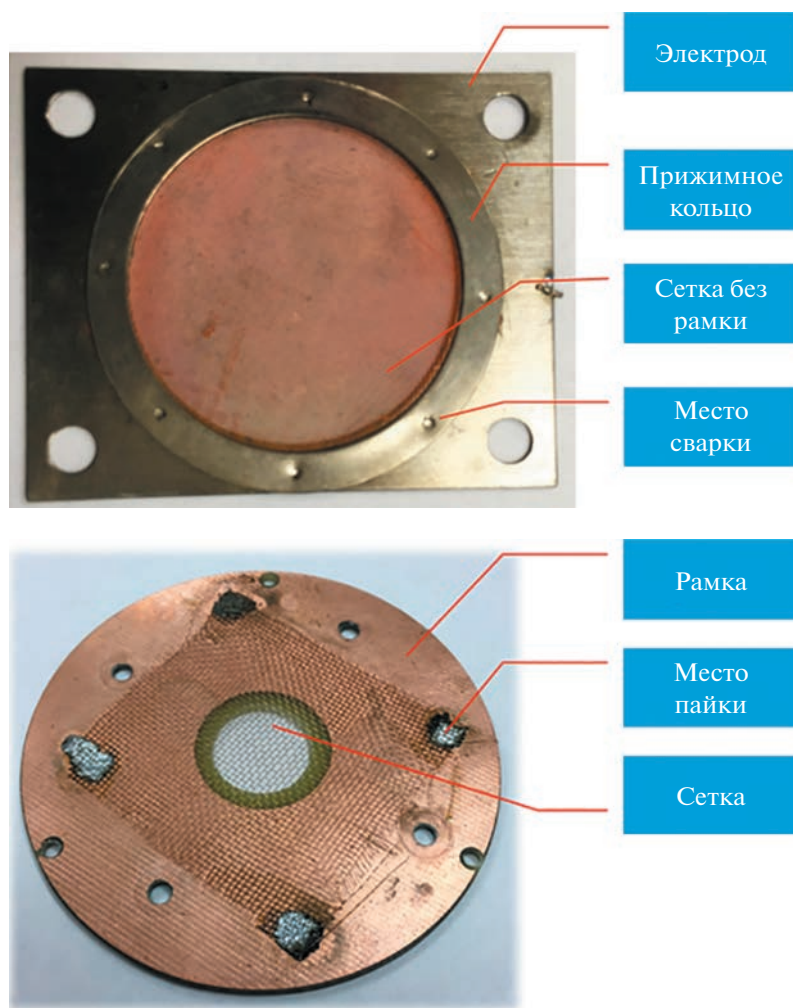


Рис. 4. Конструкции измерительных электродов для регистрации пролетных импульсов, выполненные: а — точечной сваркой сетки и металлического каркаса; б — пайкой сетки к металлическому каркасу.

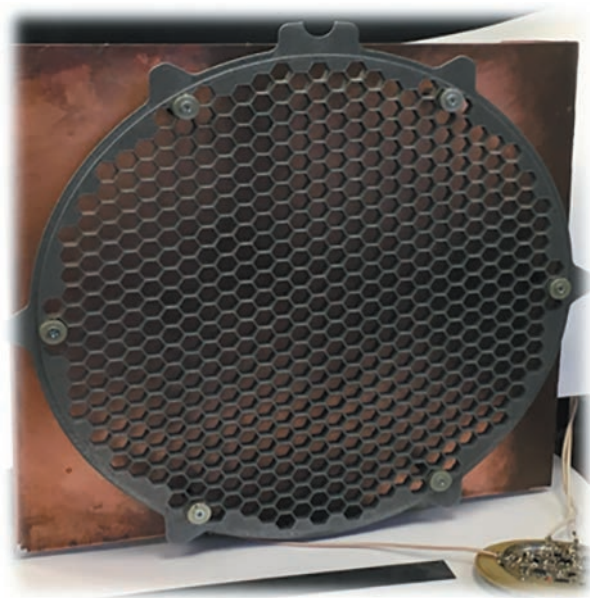


Рис. 5. Алюминиевый электрод на фоне медной мишени, изготовленный с использованием аддитивных технологий.

где $\vec{V}$ — вектор скорости микрочастицы, $\vec{E}_k$ — вектор эффективной (взвешенной) напряженности поля в точке, где находится заряд Q в момент времени t [8–11].

Выходное напряжение измерительной схемы можно рассчитать по формуле [12, 13]:

$$\frac{d}{dt}U_n(t) + \frac{1}{R_H C}U_n(t) = i_{ind}(t)\frac{1}{C}, \quad (2)$$

где $U_n(t)$ — напряжение на входе усилителя, подключенного к измерительному электроду, R_H — входное сопротивление усилителя, C — паразитная емкость электрода и входных цепей ЗЧУ.

Дифференциальное уравнение, описывающее сигнал на выходе измерительной сетки, представляет собой неоднородное уравнение первого порядка, решение которого можно найти методом Бернулли:

$$U_n(t) = \exp\left(-\frac{t}{R_H C}\right) \left(\int \frac{i_{ind}(t)}{C} \exp\left(\frac{t}{R_H C}\right) dt + C_1 \right), \quad (3)$$

где C_1 — постоянная. Допустим, R_H имеет очень большой номинал, в этом случае дифференциальное уравнение упростится:

$$\frac{d}{dt}U_n(t) = i_{ind}(t)\frac{1}{C}, \quad (4)$$

тогда

$$U_n(t) = \int \frac{i_{ind}(t)dt}{C} = \frac{Q_{ind}(t)}{C} + C_2, \quad (5)$$

где C_2 — постоянная интегрирования, учитывающая, что в начальный момент времени напряжение на конденсаторе равняется 0.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования разработанных конструкций детекторов пролетных импульсов проводились на ускорителе заряженных микрочастиц, принцип работы которого подробно описан в работе [14].

В качестве материалов измерительных электродов, из которых изготавливают пролетные датчики, используются металлы и сплавы, к которым предъявляются следующие требования: температурная стабильность геометрических размеров, низкое газовыделение в вакууме, механическая прочность, стабильное электрическое сопротивление, паяемость (возможность выполнения пайки). Сигнал с измерительных электродов поступает на вход ЗЧУ, принципиальная схема которого показана на рис. 3. Выход ЗЧУ подключен к третьему входу осциллографа GDS-2204, на первый и второй входы которого подаются сигналы с двух индукционных датчиков, представляющих собой два металлических цилиндра, установленных на оси ускорителя, для контроля скорости микрочастиц [3, 14].

ЗЧУ состоит из двух ступеней (рис. 3). Первая состоит из операционного усилителя DA_1 (LT6200-10), к входу которого подключен каскад на полевом транзисторе VT_1 (BF862), включенный по схеме истокового повторителя. VT_1 и DA_1 охвачены отрицательной обратной связью по току (резистор R_5) и образуют трансимпедансный усилитель с полосой пропускания около 5 МГц. Диоды VD_1 и VD_2 на входе усилителя предназначены для защиты входа усилителя от перенапряжения. Вторая ступень, реализованная на операционном усилителе DA_2 , предназначена для усиления сигнала по напряжению (при указанных на схеме номиналах коэффициент усиления $K_u = 11$), а также для согласования схемы с низким выходным сопротивлением последующих каскадов и с емкостной нагрузкой.

На рис. 4а и 4б показаны конструкции измерительных электродов для регистрации пролетных импульсов, выполненные в виде сеток и отличающиеся только методом крепления сеток.

Достоинствами конструкции, показанной на рис. 4а, являются ее простота, а также небольшая стоимость изготовления. Недостатком является то, что точечную сварку нельзя использовать для соединения более толстых слоев металлов. Кроме того, при сварке возможно разрушение сетки.

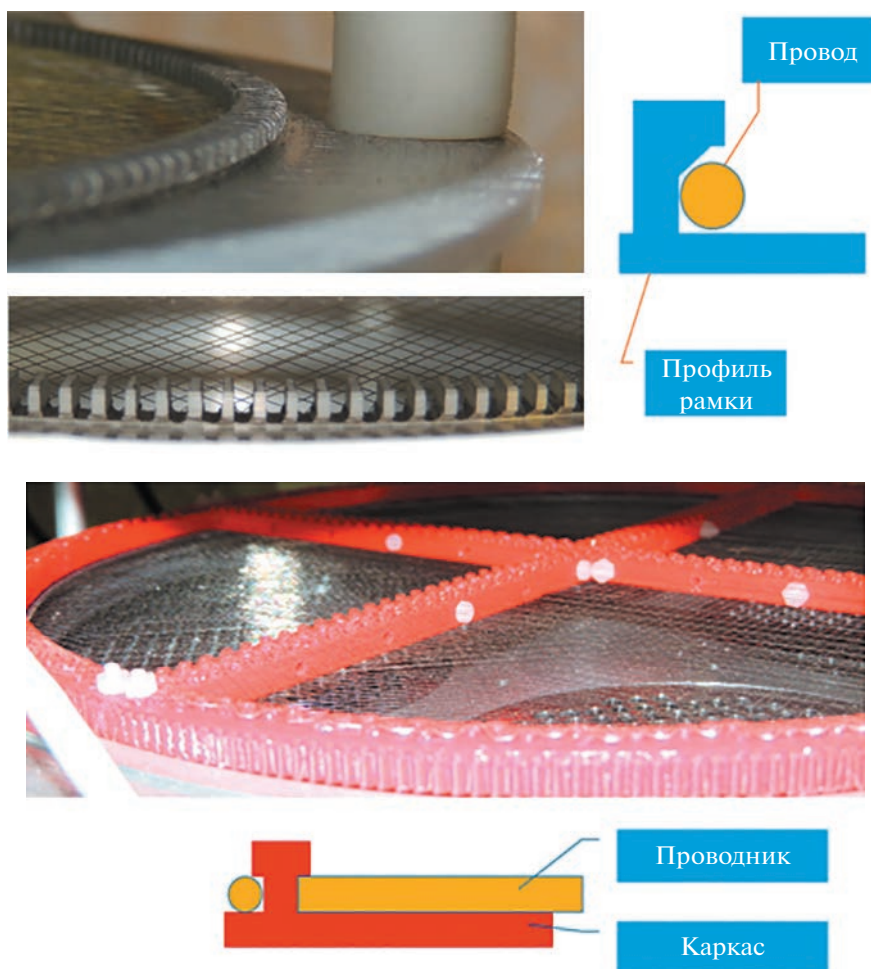


Рис. 6. Сетки, намотанные на каркас: **а** — сетка на алюминиевом каркасе; **б** — нихромовая нить намотана на каркас из PLA-пластика.

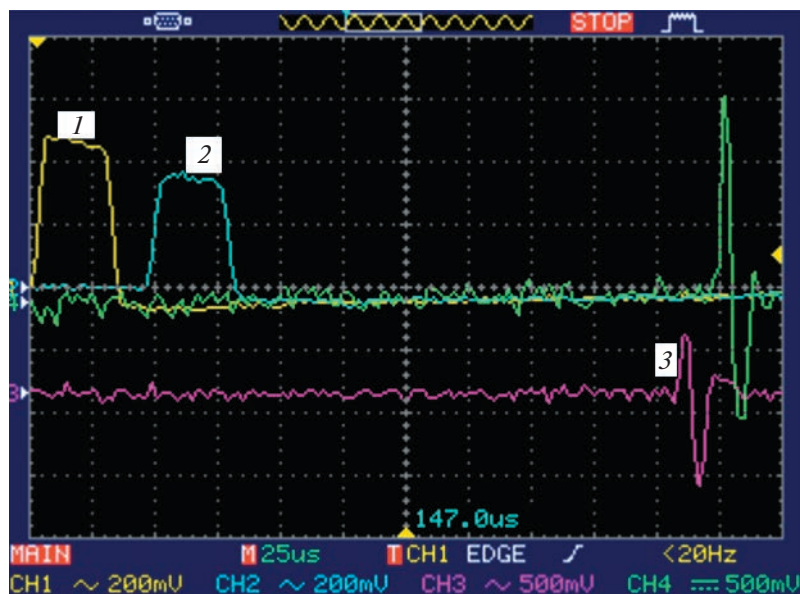


Рис. 7. Осциллограммы сигналов: *1* и *2* — с выходов цилиндрических индукционных датчиков ускорителя микрочастиц, *3* — с выхода ЗЧУ.

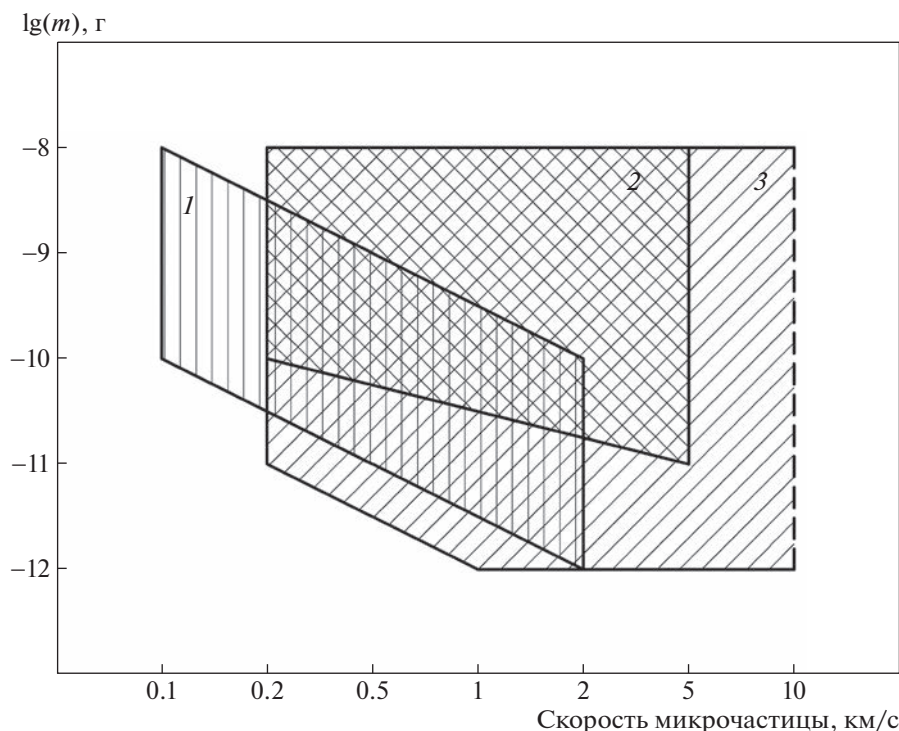


Рис. 8. Диаграмма области применения различных конструкций: 1 — алюминиевый электрод (соты), 2 — сетка на алюминиевом каркасе, 3 — сетка на диэлектрическом каркасе.

Достоинствами конструкции, показанной на рис. 4б, являются ее простота и хороший электрический контакт между сеткой и рамкой сетки. К недостаткам можно отнести влияние на процесс пайки размеров электрода за счет теплоотвода, а также необходимость подбора материала припоя и флюса в зависимости от материалов электрода и сетки.

Общими недостатками конструкций, показанных на рис. 4а и 4б, являются низкая прозрачность сетки и ее большая емкость, что приводит к уменьшению напряжения на входе ЗЧУ, согласно формулам (2), (5).

Следующая конструкция (рис. 5) измерительного электрода была изготовлена методом 3D-печати на принтере SLM 280HL в виде сплошного слоя из алюминия.

Достоинством данной конструкции являются высокая точность воспроизводства, возможность реализации сложной конфигурации электродов, а также получение более высокой длительности протечного импульса. Недостатками являются высокая стоимость изготовления, низкая прозрачность сеток, большая масса и собственная емкость конструкции (порядка 140 пФ).

Для повышения прозрачности измерительных электродов и уменьшения массы можно использовать электроды в виде сеток, при этом каркас для сеток может быть как диэлектрическим, так и

из металла. На рис. 6а показана сетка из нихромовой нити на алюминиевом круглом каркасе большого диаметра.

Исследования конструкции, приведенной на рис. 6а, показали наличие большой паразитной емкости (113 пФ), приводящей к уменьшению выходного сигнала с усилителя. Замена металлического каркаса на диэлектрический позволила снизить паразитную емкость до 70 пФ (рис. 6б). На рис. 7 представлен пример осциллограммы, полученной для конструкции, показанной на рис. 6б.

На рис. 8 показана диаграмма области применения рассмотренных конструкций в зависимости от скорости и массы микрочастиц.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что модуль для измерения вектора скорости высокоскоростных микрочастиц (микрометеороидов и частиц космического мусора) целесообразно выполнять в виде устройства, которое имеет конструктивную возможность отсоединения от масс-спектрометра с целью проведения отдельной его настройки и изменения конфигурации электродов. Исследование различных конструкций измерительных электродов показало, что в зависимости от конструкции изменяется диапа-

зон регистрируемых масс и скоростей микрометеоритов. Электрод в виде сотовой структуры из алюминия имеет хорошую чувствительность в области низких масс и скоростей частиц. Наибольший диапазон регистрируемых масс и скоростей имеет конструкция с диэлектрическим основанием (PLA-пластик) и нихромовой нитью. Такая конструкция отличается относительно небольшой собственной емкостью и возможностью конфигурации каркаса на 3D-принтере для любого профиля поперечного сечения масс-спектрометра (круглый, квадратный и т.д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Auer S., Grün E., Kempf S., Srama R., Srowig A., Sternovsky Z., Tschernjawski V. // Review of scientific instruments 2008. V. 79. Art. № 084501. <https://doi.org/10.1063/1.2960566>
2. Xie J., Sternovsky Z., Auerd S., Drake K., Grün E., Horanyi M., Le H., Srama R. // Planetary and Space Science. 2013. V. 89. P. 63. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2013.01.004>
3. Пияков А.В., Телегин А.М. // ПТЭ. 2022. № 4. С. 106. <https://doi.org/10.31857/S0032816222040243>
4. Auer S. // Rev. Sci. Instrum. 1975. V. 46. № 2. P. 127. <https://doi.org/10.1063/1.1134155>
5. Auer S., Grün E., Srama R., Kemp S., Auera R. // Planetary and Space Science. 2022. V. 50. P. 773. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00019-3](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00019-3)
6. Li Y., Kempf S., Simolka J., Strack H., Grün E., Srama R. // Advances in Space Research. 2017. V. 59. P. 1636. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.12.037>
7. Пияков И.В., Калаев М.П., Сухачев К.И., Воронов К.Е., Телегин А.М. // ПТЭ. 2020. № 6. С. 83. <https://doi.org/10.31857/S0032816220060154>
8. Воронов К.Е., Телегин А.М., Рязанов Д.М. // Прикладная физика. 2021. № 4. С. 73. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2021-4-73-80>
9. Фельд Я.Н. // Докл. АН СССР. 1953. Т. 93. № 3. С. 447.
10. Герштейн Г.М. Моделирование полей методом электростатической индукции. М.: Наука, 1970.
11. Телегин А.М. // Инженерная физика. 2021. № 9. С. 27.
12. Ионовенков А.Н., Константинов О.В., Пирогов В.И. // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 9. С. 1.
13. Поклонский Н.А., Вырко С.А., Кочерженко А.А. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 11. С. 75.
14. Семкин Н.Д., Пияков А.В., Воронов К.Е., Богоявленский Н.Л., Горюнов Д.В. // ПТЭ. 2007. № 2. С. 140.

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

УДК 621.384.62

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ
ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ**

© 2023 г. М. П. Калаев^а, А. В. Родина^а,
А. М. Телегин^{а,*}, Е. В. Исмаилова^а

^аСамарский национальный исследовательский университет имени акад. С.П. Королева
(Самарский университет)

Россия, 443086, Самара, Московское ш., 34

*e-mail: talex85@mail.ru

Поступила в редакцию 27.01.2023 г.

После доработки 18.03.2023 г.

Принята к публикации 29.05.2023 г.

Приведено описание датчика микрометеороидов и частиц космического мусора, основанного на регистрации отраженного и рассеянного лазерного излучения при прохождении частицы через оптический барьер. Предложена конструкция первичного преобразователя датчика, проведен теоретический анализ разрешающей способности, а также описание его схмотехнической реализации. Проведено моделирование с использованием метода трассировки лучей в специализированном программном обеспечении.

DOI: 10.31857/S0032816223060022, EDN: XVANTB

1. ВВЕДЕНИЕ

При измерении параметров пылевых частиц (микрометеороидов и микрочастиц космического мусора) используются как контактные, так и бесконтактные методы, основанные на различных физических принципах [1–3]. В зависимости от природы происхождения частиц их характеристики (диапазон размеров и скоростей, масса, электрический заряд, концентрация) могут существенно различаться. Типовые характеристики микрочастиц естественного (микрометеороиды, собственная внешняя атмосфера космического аппарата, планетарная пыль, например, на поверхности Луны, Марса) и искусственного происхождения (частицы космического мусора на околоземной орбите), которые нельзя контролировать с поверхности Земли радиолокационными и оптическими методами, имеют диаметр от 0.1 до 10 мкм и скорость от 1 до 70 км/с.

Аппаратные методы регистрации пылевых частиц можно разделить на две группы, которые приведены в табл. 1. При этом в зависимости от поставленной задачи могут различаться характеристики измеряемых потоков частиц: диапазон скоростей, масса, концентрация, размеры и элементный состав и размеры частиц.

Для измерения скорости пылевой частицы наибольшее распространение получил бескон-

тактный метод измерения, основанный на применении эффекта электростатической индукции [1, 3], суть которого заключается в наведении электрического потенциала на измерительный электрод при пролете заряженных микрочастиц. Недостатком данного метода являются помехи, которые наводятся на измерительном электроде от сторонних источников, поэтому поиск альтернативных методов и реализующих их систем бесконтактного измерения скорости микрометеороидов является актуальной научно-технической задачей.

В работе [4] приведен пример конструкции датчика для измерения скорости микрочастицы на основе лазера и фотодиода. При прохождении частицей лазерного луча происходит пропадание сигнала с фотодатчика. Однако данная конструкция ограничена тем, что может быть использована только в лабораторных условиях с ограниченным размером измерительного окна. Авторами предлагается модифицированный вариант метода и соответствующего конструктивного исполнения системы, существенно расширяющих практические сферы ее применения с учетом возможности увеличения точности измерения скорости микрочастиц.

Таблица 1. Аппаратные методы регистрации пылевых частиц

Методы, основанные на предварительном осаждении пыли	Методы без предварительного осаждения пыли
Весовой метод и приборы	Оптические методы: Коэффициент или сечение ослабления Безразмерный фактор эффективности ослабления Пространственное распределение рассеянного частицей света
Радиоизотопный метод и приборы	Абсорбционный метод (оптический)
Фотометрический метод	Метод интегрального светорассеяния
Люминесцентный метод	Приборы и методы счета частиц по интенсивности рассеянного света Голографический метод Индукционный метод и приборы Контактно-электрический метод и приборы Емкостный метод

2. МОДЕЛЬ РАССЕЯНИЯ НА МИКРОЧАСТИЦЕ

При облучении микрочастиц световым потоком наблюдаются эффекты, наглядно представленные на рис. 1 [5]. С точки зрения построения систем регистрации по изменению светового потока будем ориентироваться на рассеянное излучение. Анализируемые частицы могут быть двух типов: диэлектрические и проводящие. При этом могут существовать потери световой энергии за счет поглощения частицей: диэлектрические потери и потери за счет конечной проводимости проводящего материала. О наличии потерь в ча-

стицах говорит наличие мнимой части в показателе преломления материала частицы.

Для достаточно больших частиц, размеры которых соизмеримы с длиной волны, можно использовать для расчета теорию Ми. Рассеяние принято описывать безразмерными функциями, показывающими относительное угловое распределение интенсивности рассеянного света [6–9], индикатрисами $\xi(\theta, \varphi)$:

$$\xi(\theta, \varphi) = S_{\perp} S_{\perp}^* \sin^2(\varphi) + S_{\parallel} S_{\parallel}^* \cos^2(\varphi),$$

где $S_{\perp}$ и $S_{\parallel}$ – безразмерные комплексные амплитудные функции рассеяния для перпендикулярной и параллельной составляющих плоскости рассеяния. Общие выражения для $S_{\perp}$ и $S_{\parallel}$ в виде рядов были получены Ми:

$$\begin{aligned}
 S_{\perp} &= S_{\perp}(m, x, \theta) = \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n \cdot (n+1)} (a_n(m, x) \pi_n(\theta) + b_n(m, x) \tau_n(\theta)), \\
 S_{\parallel} &= S_{\parallel}(m, x, \theta) = \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n \cdot (n+1)} (b_n(m, x) \pi_n(\theta) + a_n(m, x) \tau_n(\theta)),
 \end{aligned}$$

где $m = \frac{n_1}{n_2}$ – относительный показатель преломления, n_1 – показатель преломления частицы, n_2 – показатель преломления среды, $x = k \cdot a = \frac{2\pi n_2}{\lambda} \cdot a$ – безразмерный параметр в теории Ми, a – радиус частицы, λ – длина волны светового потока, об-

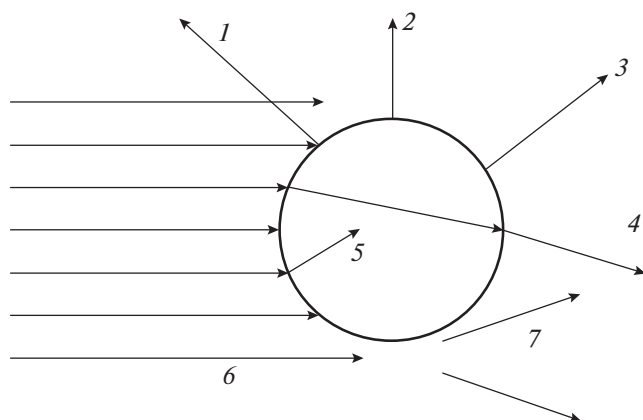


Рис. 1. Взаимодействие падающего светового луча с пылевой частицей: 1 – отражение, 2 – флуоресценция, 3 – рамановское рассеяние, 4 – преломление, 5 – поглощение, 6 – падающий световой пучок, 7 – дифракция.

лучающего частицу, функции π_n и τ_n вычисляются с использованием рекуррентных соотношений для полиномов Лежандра и их производных [9]:

$$\pi_n(\theta) = \cos(\theta) \frac{2n-1}{n-1} \pi_{n-1}(\theta) - \frac{n}{n-1} \pi_{n-2}(\theta),$$

$$\tau_n(\theta) = \cos(\theta) [\pi_n(\theta) - \pi_{n-2}(\theta)] - (2n-1) \sin^2(\theta) \pi_{n-1}(\theta) + \tau_{n-2}(\theta),$$

где

$$\pi_0(\theta) = 0, \quad \pi_1(\theta) = 1, \quad \pi_2(\theta) = 3 \cos(\theta),$$

$$\tau_0(\theta) = 0, \quad \tau_2(\theta) = \cos(\theta), \quad \tau_2(\theta) = 3 \cos(2\theta).$$

Формулы для расчета коэффициентов Ми a_n и b_n выглядят следующим образом:

$$a_n(m, x) = \frac{\left[\frac{A_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right] \operatorname{Re}(\omega_n(x)) - \operatorname{Re}(\omega_{n-1}(x))}{\left[\frac{A_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right] \omega_n(x) - \omega_{n-1}(x)},$$

$$b_n(m, x) = \frac{\left[m \cdot A_n(mx) + \frac{n}{x} \right] \operatorname{Re}(\omega_n(x)) - \operatorname{Re}(\omega_{n-1}(x))}{\left[m \cdot A_n(mx) + \frac{n}{x} \right] \omega_n(x) - \omega_{n-1}(x)},$$

где $A_n(mx)$ — множители, которые определяются через функции Бесселя комплексного аргумента, $\omega_n(x)$ — круговые функции, которые в данном случае имеют действительный аргумент и совпадают с функциями Рикатти–Бесселя [9]. Определим данные функции также с использованием рекуррентных соотношений:

$$\omega_n(x) = \frac{2n-1}{x} \omega_{n-1}(x) - \omega_{n-2}(x),$$

$$\omega_0(x) = \sin x - i \cos x,$$

$$\omega_{-1}(x) = \cos x - i \sin x,$$

$$A_n(mx) = -\frac{n}{y} + \left[\frac{n}{y} - A_{n-1}(mx) \right]^{-1},$$

$$A_0(mx) = \frac{\sin(p) \cos(q) + i \cdot \operatorname{sh}(q) \operatorname{ch}(q)}{\sin^2(p) + \operatorname{sh}^2(q)},$$

$$p = \operatorname{Re}(m) \cdot x, \quad q = \operatorname{Im}(m) \cdot x.$$

На рис. 2 представлены диаграммы рассеяния для проводящей и диэлектрической частиц. При малых значениях x диаграмма рассеяния начинает приближаться по форме к рэлеевскому рассеянию. Представленный на рис. 2 график показывает, что при малых размерах частицы, когда она не полностью перекрывает световой поток от источника излучения, существует часть излуче-

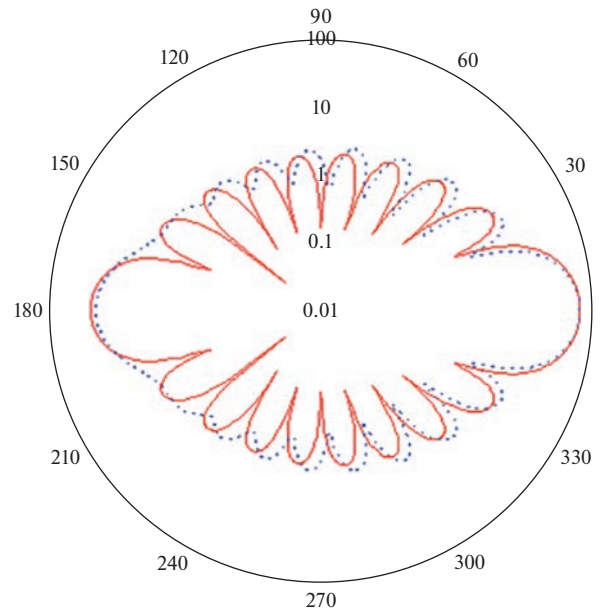


Рис. 2. Рассеяние в полярной системе координат для частицы, сделанной из железа (синяя линия) и из диэлектрического материала с $m = 5$ (красная линия) при $x = 100$.

ния, проходящая в прямом и боковом направлениях. Анализ же литературы [5–11] показал, что более эффективную систему измерения можно построить по принципу контроля не прямого, а бокового рассеяния.

3. ОПИСАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

Был разработан датчик, регистрирующий момент пролета микрочастиц на основе анализа интенсивности рассеянного света. Прототип датчика выполнен с использованием 3D-печати из ABS-пластика в виде рамки с размерами окна для пролета микрочастиц $40 \times 50 \text{ мм}^2$ (рис. 3).

Детали конструкции датчика показаны на рис. 4. На поверхности рамы расположен полупроводниковый лазер с радиатором, мощностью 1 Вт и длиной волны 650 нм. Лазер снабжен объективом, формирующим световой пучок в виде расходящейся поверхности. При пролете частицы микронных размеров через лазерную плоскость происходит рассеяние света, в соответствии с теорией Ми. Рассеянный свет детектируется с помощью набора фотоприемников, расположенных на верхней поверхности рамки. Существенной проблемой при работе датчика является отражение лазерного излучения от элементов конструкции и, как следствие, засветка фотоприемников. Несмотря на то, что выделение короткого пролет-

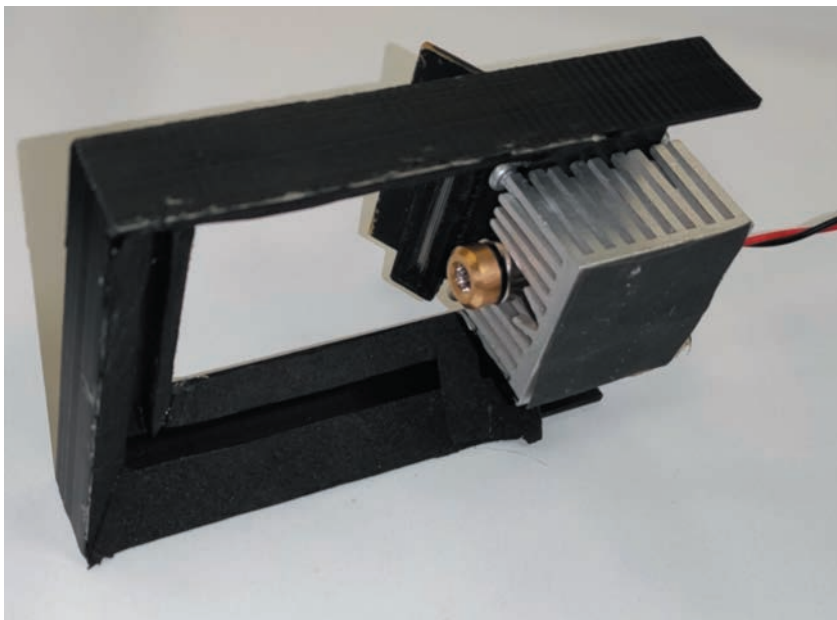


Рис. 3. Фотография макета датчика.

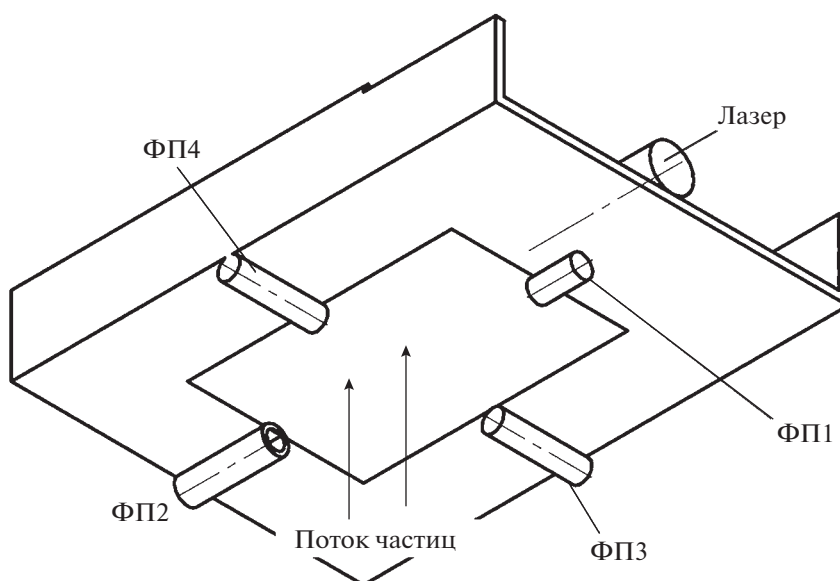


Рис. 4. Описание конструкции датчика: ФП1–ФП4 – фотоприемники.

Таблица 2. Характеристики лавинного фотодиода

Активная площадь, мм ²	0.196
Темновой ток, нА	0.5
Емкость, пФ	2.2
Коэффициент умножения	100
Быстродействие, ГГц	1
Спектральный диапазон, Нм	600–920
Квантовая эффективность, %	80
Чувствительность, А/Вт	50

ного импульса от постоянной фоновой засветки лазера легко реализуется с помощью усилителя с закрытым по постоянному току входом, при уровнях засветки, на несколько порядков превышающих полезный сигнал, фотоприемники могут перейти в область насыщения. По этой причине внутренняя поверхность пролетного окна представляет собой поглотитель лазерного излучения, выполненного в форме оптического лабиринта с узкой входной щелью. Сечение участка этого лабиринта показано на рис. 5. Наклонные

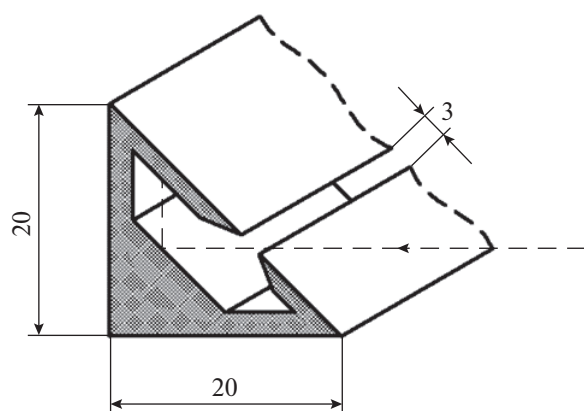


Рис. 5. Устройство оптического поглотителя лазерной плоскости.

плоскости и высокий коэффициент черноты поверхностей (равной 0.9) максимизирует поглощение излучения. Внешняя наклонная стенка поглотителя предназначена для поглощения лучей, находящихся за пределами колимированной плоскости лазера.

В датчике используются 4 лавинных фотодиода APD-500-8, размещенных по одному с каждой из сторон рамки, технические характеристики которых приведены в табл. 2.

Совместная обработка сигналов с четырех фотоприемников позволяет определить координаты пролета частицы, а также оценить ее размер. Ско-

рость частицы можно определить по длительности импульса сигнала. При толщине светового барьера в 1 мм, длительность импульса при пролете частицы со скоростью 10 км/с составляет 100 нс. Усилитель фотодиодов должен обеспечивать соответствующее быстродействие.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ДАТЧИКА

Для определения области чувствительности датчика проведено моделирование трассировки лучей с использованием специализированного программного обеспечения (рис. 6).

Для моделирования использовалась пробная частица сферической формы диаметром 5 мкм, которая помещалась в узлах сетки с размерами $5 \times 10 \text{ мм}^2$. Материал поверхности частицы — Al_2O_3 (соответствует частицам, которые используются в электростатических ускорителях). Для каждого положения частицы оценивалась мощность излучения, регистрируемая каждым из четырех фотоприемников. По результатам моделирования построены графики для каждого из фотоприемников (рис. 7), а также график суммарной области чувствительности (рис. 8) (мощность оптического сигнала в 0.2–4 нВт).

Анализ результатов моделирования показал, что оптическая мощность, принимаемая фотоприемниками при пролете частицы диаметром 5 мкм, со-

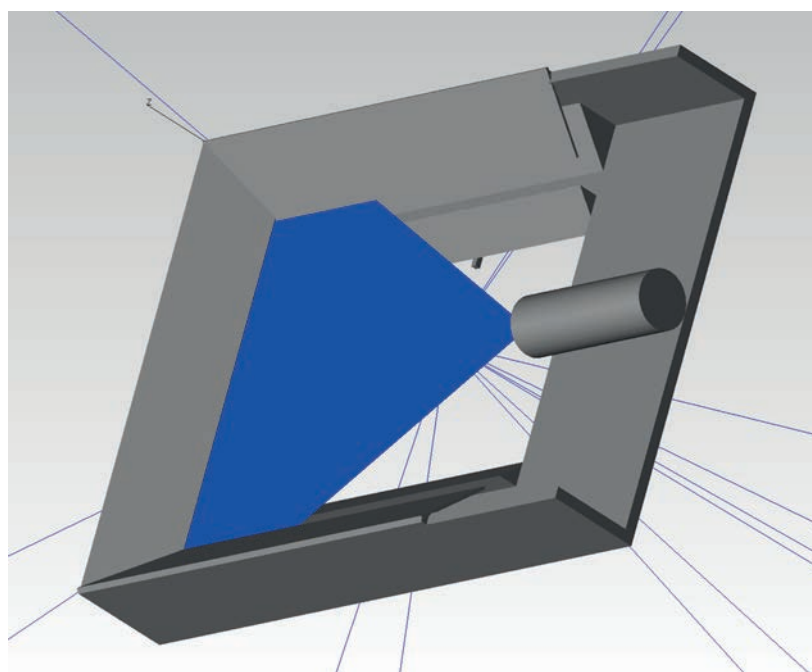


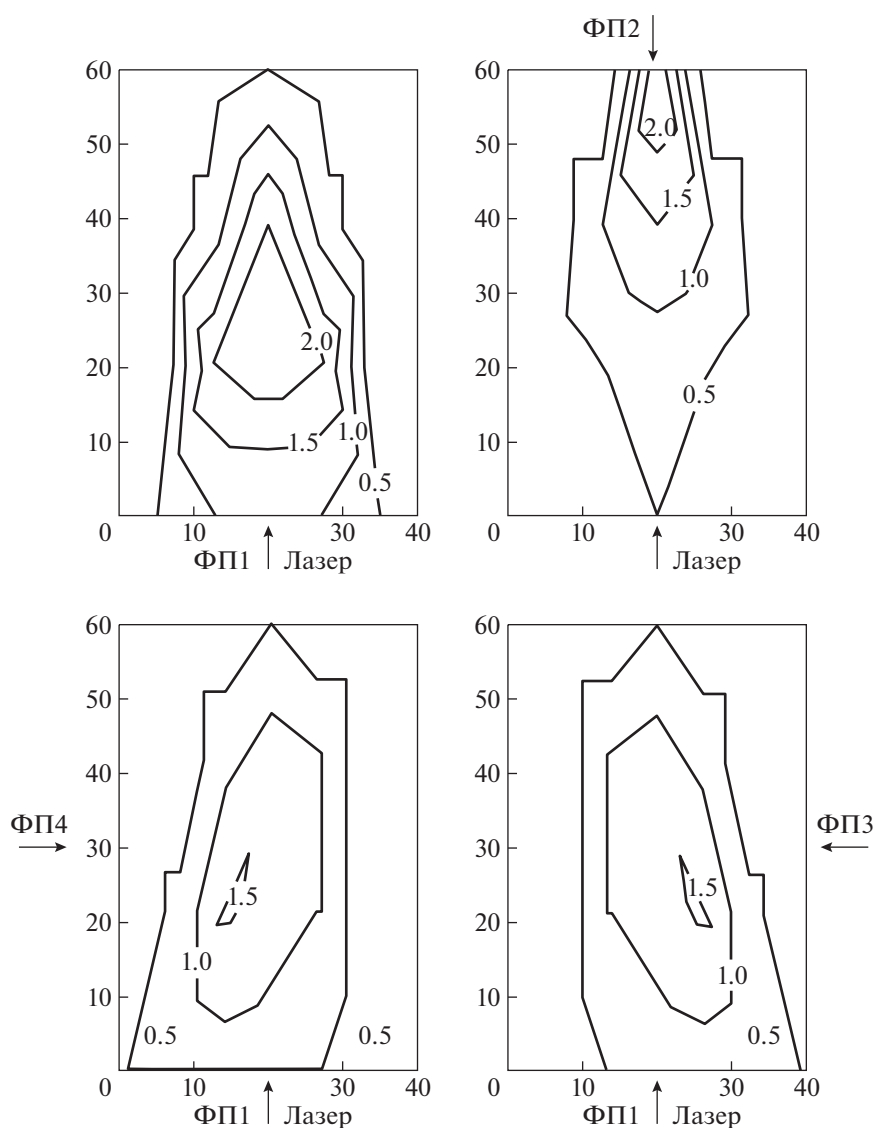
Рис. 6. 3D-модель датчика.

Таблица 3. Характеристики лавинного фотодиода

Активная площадь, мм ²	0.196
Темновой ток, нА	0.5
Емкость, пФ	2.2
Коэффициент умножения	100
Быстродействие, ГГц	1
Спектральный диапазон, Нм	600–920
Квантовая эффективность, %	80
Чувствительность, А/Вт	50

ставляет от 0.2 до 2 нВт. Соотношение сигнал/шум фотоприемника (SNR) с учетом его характеристик (табл. 3) в данном случае составляет от 20 до 200, что достаточно для надежной регистрации частицы. Зона максимальной чувствительности датчика составляет 20×30 мм² в центре пролетного окна.

Серьезной задачей для построения оптического датчика микрочастиц является создание усилителя фототока, обладающего одновременно высоким усилением, высоким быстродействием и низким уровнем собственных шумов. Схема использованного усилителя показана на рис. 9. Усилитель содержит 2 каскада: первый каскад выполнен по схеме трансимпедансного усилителя на основе микросхемы DA₁ (LTC6268-10), второй

**Рис. 7.** Мощность (в нановаттах) оптического сигнала на входном окне фотоприемников.

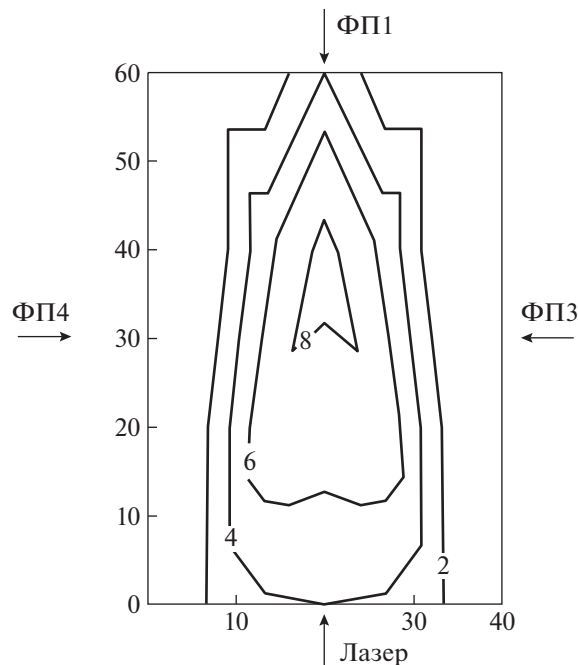


Рис. 8. Мощность (в нановаттах) оптического сигнала на входном окне фотоприемников.

каскад представляет собой логарифмический усилитель на микросхеме DA_2 (AD8307). Граничная частота составляет 11 МГц.

Испытания датчика проводились на электростатическом ускорителе [12]. Типовой сигнал на экране осциллографа, подключенного к выходу усилителя первого канала, показан на рис. 10.

Использование датчика позволило повысить количество регистрируемых частиц в электростатическом ускорителе за счет возможности обнаружения частиц с малыми зарядами и скоростями, которые практически невозможно обнаружить с помощью стандартно используемых для

этих целей датчиков на основе индукционных датчиков типа колец Фарадея [1, 12]. Кроме того, после проведения модернизации и калибровки датчика предполагается возможность обнаружения координат пролета частиц, что является важным для определения области фокусировки и распределения частиц в поперечном сечении тракта ускорителя.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный прототип оптического датчика для регистрации высокоскоростных пылевых частиц позволяет регистрировать микрочастицы с

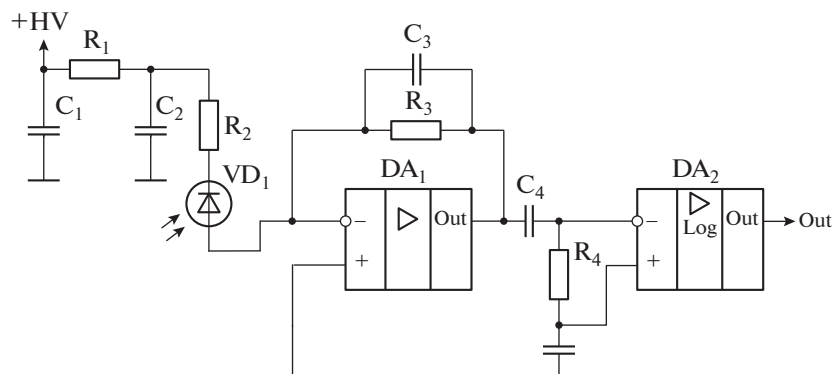


Рис. 9. Схема усилителя для лавинного фотодиода (вспомогательные цепи не показаны).

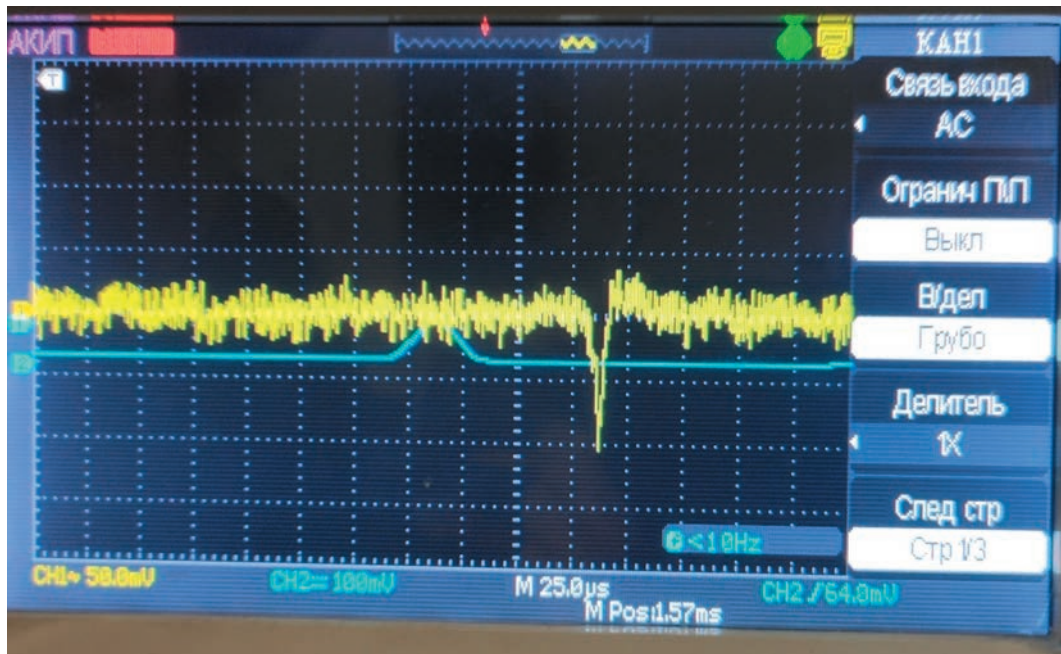


Рис. 10. Сигнал на выходе датчика: голубым цветом показан сигнал на выходе кольца Фарадея, регистрирующего момент пролета заряженной микрочастицы и размещенного на выходе ускорительного тракта, желтым — суммарный сигнал с фотодатчиков.

размерами 1–50 мкм и скоростями 0.1–10000 м/с. Преимуществами датчика является высокая информативность и возможность работы с низкоскоростными частицами по сравнению с датчиками на основе колец Фарадея. Использование оптического метода измерения позволило устранить влияние паразитных электромагнитных помех, возникающих в ускорителе высокоскоростных микрочастиц в процессе его работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воронов К.Е., Григорьев Д.П., Телегин А.М. // Успехи прикладной физики. 2021. V. 9. № 3. P. 245. <https://doi.org/10.51368/2307-4469-2021-9-3-245-265>
2. Kalaev M.P., Telegin A.M., Voronov K.E., Lixiang J., Jilong J. // Computer Opt. 2019. V. 43. Iss. 5. P. 803. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2019-43-5-803-809>
3. Auer S., Grün E., Srama R., Kemp S., Auera R. // Planetary and Space Science. 2002. V. 50. P. 773. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00019-3](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00019-3)
4. José M. Sánchez-Pena, Marcos C., María Y. Fernández, Zaera R. // Opt. Engineering. 2007. V. 46. Iss. 5. Art. № 051014. <https://doi.org/10.1117/1.2740771>
5. Glasse B., Zerwas A., Guardani R., Fritsching U. // Meas. Sci. Technol. 2014. V. 25. Art. № 035205. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/25/3/035205>
6. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: John Wiley & Sons, 1983. P. 533. (Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / Пер. с англ. М.: Мир, 1986. P. 664.)
7. Van de Hulst H.C. Light Scattering by Small Particles. London: John Wiley and Sons, Inc.; Chapman and Hall, Ltd., 1957. (Ван де Хюлст. Г. Рассеяние света малыми частицами, М.: Издательство иностранной литературы, 1961.)
8. Сапронов М.В., Скорнякова Н.М. Труды Международной конференции по компьютерной графике и зрению "Графикон". 2019. P. 99.
9. Deirmendjian D. Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. New York: American Elsevier publishing company, Inc., 1969. P. 318. (Дейрменджян Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами / Пер. с англ. под ред. К.Н. Кондратьева. М.: Мир, 1971. С. 165.)
10. Weiner M. Rust, Donnelly T.D. // Am. J. Phys. 2001. V. 69. Iss. 2. P. 129. <https://doi.org/10.1119/1.1311785>
11. Peltoniemi J., Zubko N., Virkki A., Gritsevich M., Moilanen J., Roulet J., Nguyen D., Mitev V., Putzar R., Watson E., Schimmerohn M., Penttilä A., Muinonen K., Millinger M. // Adv. Space Research. 2022. V. 70. P. 2961. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.09.022>
12. Телегин А.М., Пияков А.В. // ПТЭ. 2017. № 6. P. 101. <https://doi.org/10.1134/S0020441217060100>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 533.9.07

СВЧ-КОМПЛЕКС ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. С. А. Горбатов^{а,*}, Д. И. Петрухина^а, А. В. Тихонов^а,
В. Н. Тихонов^а, И. А. Иванов^а

^аВсероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии
Россия, 249032, Обнинск Калужской обл., Киевское шоссе, 109-й км

*e-mail: gorbatovsa004@gmail.com

Поступила в редакцию 26.01.2023 г.

После доработки 07.02.2023 г.

Принята к публикации 06.03.2023 г.

Представлен универсальный аппаратный комплекс для генерации традиционной низкотемпературной плазмы и двух типов нетермальной плазмы атмосферного давления. Основой комплекса является малобюджетный магнетронный СВЧ-генератор, применяемый в СВЧ-печах бытового и промышленного назначения. В модельных опытах с культурами микроорганизмов подтверждены биоцидные свойства генерируемой аргоновой нетермальной плазмы. Установлены стерилизующие свойства плазмы при обработке поверхности семенного материала.

DOI: 10.31857/S0032816223050282, EDN: NBQZKP

В настоящее время в перспективных, бурно развивающихся областях науки, промышленности, медицины и сельского хозяйства остро ощущается потребность в простых, надежных и недорогих источниках низкотемпературной плазмы. Они нужны как для научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ по новым материалам и технологиям, так и для интенсификации и модернизации уже отработанных “классических” технологических процессов.

Традиционные генераторы плазмы, такие как электродуговые, высокочастотные и микроволновые плазмотроны, производят плазму с рабочими температурами от нескольких тысяч до десятков тысяч градусов Цельсия. Такая плазма относится к низкотемпературной плазме, в отличие от высокотемпературной “горячей” плазмы, используемой в термоядерных работах, где температура измеряется миллионами градусов Цельсия. Данное разделение обусловлено важностью использования высокотемпературной плазмы в решении глобальной проблемы управляемого термоядерного синтеза [1]. За последние два десятилетия научно-техническим сообществом были предприняты значительные усилия по разработке, поддержанию и использованию так называемой атмосферной нетепловой плазмы (АНТП), в которой температура ионов и нейтральных компонентов остается близкой к комнатной [2]. Это позволяет использовать такую нетепловую плазму для низкотемпературной плазмохимии и

для обработки термочувствительных материалов, в том числе полимеров и биологических тканей [3].

Уникальные свойства АНТП – сильная термодинамическая неравновесность, низкая температура газа, наличие химически активных радикалов и высокая селективность – обеспечивают огромный потенциал для использования источников “холодной” плазмы в широком спектре приложений.

Целью данной работы является представление универсального аппаратного комплекса, предназначенного для генерации как традиционной низкотемпературной плазмы, так и двух типов АНТП для лабораторного и промышленного применения. Основой комплекса является малобюджетный магнетронный СВЧ-генератор с частотой 2.45 ГГц с высоковольтным блоком питания, построенный на магнетронах, трансформаторах и конденсаторах, применяемых в СВЧ-печах бытового и промышленного назначения [4]. Выходная мощность СВЧ-генератора может изменяться дискретно от 0.5 до 3 кВт. На рис. 1 представлены принципиальная схема и общий вид узлов и блоков одного из множества возможных вариантов комплектации аппаратного комплекса [5].

В представленную комплектацию аппаратного комплекса входят высоковольтный источник питания 1, СВЧ-генератор 2, комплект сменных элементов волноводного тракта 3, водяная нагрузка 4, кабельная сборка 50 Ом (5) и аппликатор АНТП (6).

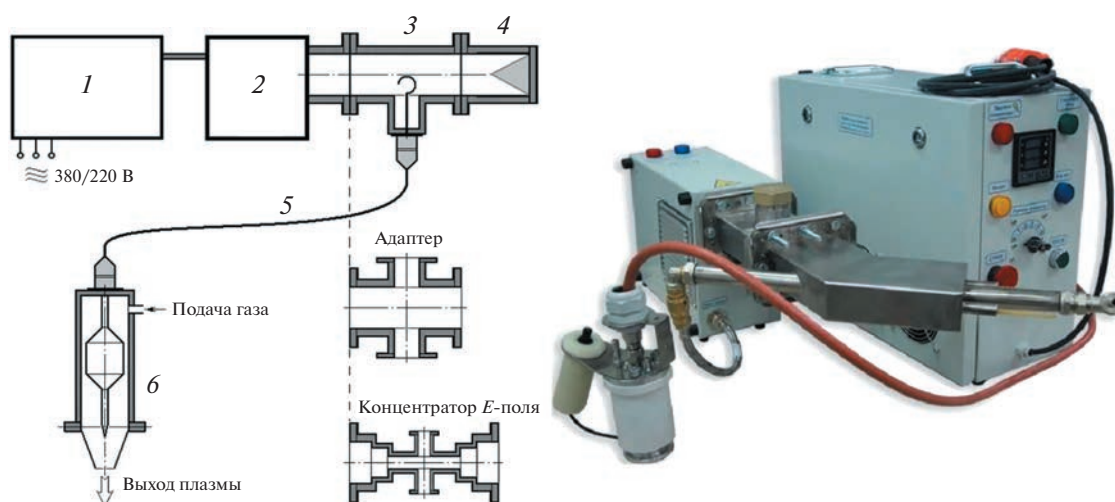


Рис. 1. Слева — принципиальная схема компонентов и блоков, справа — общий вид аппаратного комплекса. 1 — высоковольтный источник питания; 2 — СВЧ-генератор; 3 — комплект сменных элементов волноводного тракта; 4 — водяная нагрузка; 5 — кабельная сборка 50 Ом; 6 — аппликатор АНТП.



Рис. 2. Простой СВЧ-плазматрон на стандартной резьбовой латунной арматуре.

Основные элементы волноводной системы сечением $90 \times 45 \text{ мм}^2$ выполнены из немагнитной нержавеющей стали с размерами фланцев по стандарту WR-340. Волноводный тракт обычно нагружается на конечную широкополосную водяную нагрузку, а между выходом СВЧ-генератора и нагрузкой могут быть размещены элементы волноводного тракта из следующего набора: СВЧ-плазматрон классической компоновки на основном типе H_{01} -колебания в волноводе, построенном на основе стандартной резьбовой нержавеющей стали и латунных фитингов для металлических труб [5] (рис. 2). Водяное охлаждение экранирующей трубы или всего участка волновода создает возможности для реализации длительных технологических процессов.

Разветвитель индуктивного типа представляет собой петлю связи, расположенную на узкой стенке волновода. Конструкция ответвителя позволяет изменять величину связи за счет поворота плоскости шлейфа, нагруженного на коаксиальный разъем N-типа. Возможна комбинация в одном узле ответвителя и микроволнового плазматрона (рис. 3а).

Концентратор электронного поля может быть выполнен в виде ступенчатой конструкции или с плавным изменением сечения волновода для увеличения напряженности электрического поля в зоне расположения СВЧ-плазматрона (рис. 3б). Сужение волновода может быть симметричным или односторонним.

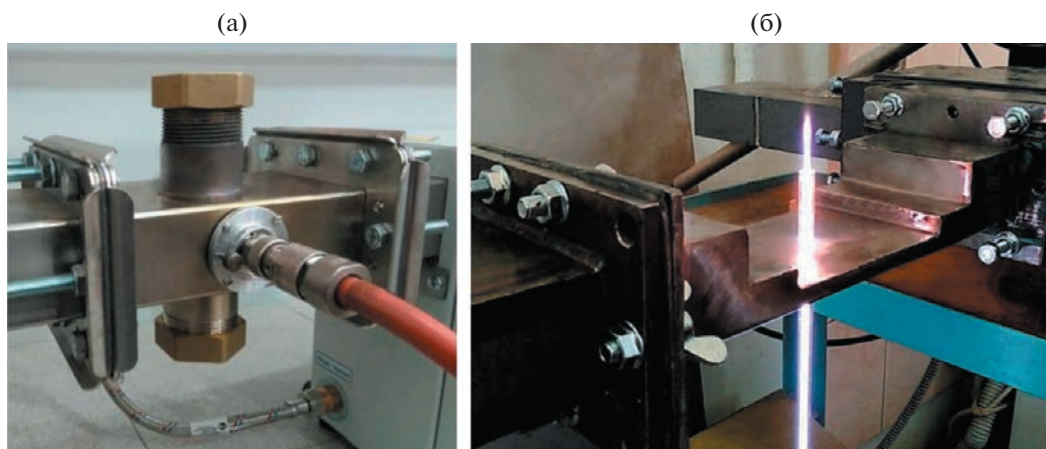


Рис. 3. Делитель индуктивного типа (а) и концентратор электрического поля (б).

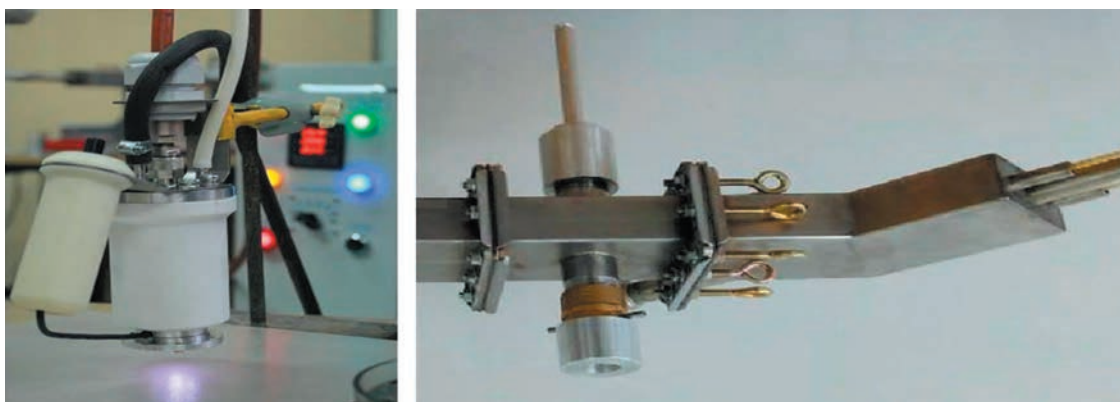


Рис. 4. Два типа аппликаторов АНТП.

Конструкция одного из видов аппликатора АНТП показана на рис. 4 (слева). Корпус плазменного реактора и радиатор воздушного охлаждения изготовлены из алюминиевого сплава. Защитный корпус аппликатора изготовлен из тефлона. Разъем кабеля N-типа расположен на крышке аппликатора. Патрубок подачи рабочего газа (аргона) и два штуцера для шлангов системы принудительного воздушного охлаждения реактора также расположены на крышке аппликатора. На рис. 4 (справа) показан другой тип источника АНТП. В основе его конструкции лежит жесткий волноводно-коаксиальный переход, что заметно снижает подвижность источника, но значительно упрощает и удешевляет конструкцию. Здесь же показана подключенная к нему справа согласованная волноводная нагрузка.

Помимо описанных выше, в конструкции могут быть использованы следующие элементы волноводного тракта: СВЧ-плазмотрон на основе трехдецибельного моста, источник АНТП с использованием барьерного СВЧ-разряда в трех

конфигурациях, а также ряд других. Для расширения технических и технологических возможностей аппаратный комплекс может быть дополнительно укомплектован СВЧ-циркулятором, бесконтактным волноводным закорачивающим плунжером и полосковыми направленными ответвителями для измерения падающей и отраженной волн.

В проведенных экспериментах были подтверждены биоцидные свойства нетермальной аргонной плазмы, генерируемой разработанным источником. В модельных опытах с культурами микроорганизмов, выращиваемых на питательной среде в лабораторных условиях, были зафиксированы зоны подавления роста в местах воздействия нетермальной плазмы. Ингибирующая активность была подтверждена на микроорганизмах разных групп, таких как лактобациллы и фитотрофа. Данные микроорганизмы были выделены нами с продуктов питания и сельскохозяйственного сырья.

Были установлены стерилизующие свойства плазмы при обработке поверхности семенного

Таблица 1. Поверхностное и внутреннее загрязнение зерен ячменя на различных средах

Вид загрязнения	Микробиологическая среда				
	МПА	Среда Сабуро	КСА	Среда Чапека	Агар с бенгальским розовым
Поверхностное загрязнение, КОЕ	2500 ± 34	500 ± 12	0	50 ± 3	100 ± 15
Внутреннее загрязнение, КОЕ	27350 ± 117	5750 ± 51	0	50 ± 5	4900 ± 50

материала. Опыт проводился на созданной установке по генерации нетермальной атмосферной плазмы с использованием газового концентратора [6]. В качестве рабочего газа использовался аргон. Расход газа составлял 5 л/мин, температура газа на выходе была 25°C.

Объектом исследования служил ячмень (*Hordeum vulgare* L.) ярового сорта Владимир 2018 г. Параметры (ГОСТ 12038-847) исследуемых семян: энергия прорастания — 96%; лабораторная всхожесть — 100%. Фитосанитарное состояние (ГОСТ 12044-93): распространенность болезней *Helmintosporium*, *Fusarium*, *Penicillium*, *Aspergillus* составила 75 ± 12%; 1 ± 1%; 0%; 6 ± 6%; степень поражения составила 25 ± 5%, 0%, 0%, 2 ± 2% соответственно. Бактериальную обсемененность посадочного материала исследовали согласно ГОСТ 12044-93 “Семена сельскохозяйственных культур. Методы определения зараженности болезнями”. Следует обратить внимание на то, что внутреннее загрязнение практически на порядок выше, чем поверхностное как для мезофильных аэробных и факультативно-анаэробных микроорганизмов, так и для плесневых грибов и дрожжей (табл. 1).

После обработки плазмой семян востребованных сельскохозяйственных культур на их поверхности наблюдали кратное снижение количества бактерий, дрожжей и плесневых грибов. Кроме того, представляется интересным исследовать

возможное изменение морфометрических и биохимических показателей растений ячменя в ответ на однократное воздействие нетермальной плазмы. Поскольку эффекты воздействия низкотемпературной плазмой атмосферного давления на сельскохозяйственные растения недостаточно исследованы, данные результаты по изучению у растений ячменя ответных реакций на действие низкотемпературной плазмы в различные этапы органогенеза представляются интересными с целью повышения урожая и качества продукции в хозяйствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том 2 / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука/Интерпериодика, 2000.
2. Nehra V., Kumar A., Dwivedi H.K. // Int. Journal of Engineering. 2008. V. 2. № 1. P. 53.
3. Misra N.N., Schlüter O., Cullen P.J. Cold plasma in food and agriculture: fundamentals and applications. London: Academic Press, 2016.
4. Тихонов В., Иванов И., Крюков А., Тихонов А. // Прикладная физика. 2015. № 5. С. 102.
5. Ivanov I., Tikhonov V., Tikhonov A. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1393. P. 012042. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012042>
6. Тихонов В.Н., Тихонов А.В., Иванов И.А., Горбатов С.А. Патент РФ № 208093 // Оpubл. 01.12.2021. Бюл. № 34.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 681.787

НОВЫЙ МЕТОД ПОДАВЛЕНИЯ АРТЕФАКТОВ ДВИЖЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

© 2023 г. С. Ю. Ксенофонов^{а,*}, П. А. Шилягин^а, Д. А. Терпелов^а,
Д. В. Шабанов^а, В. М. Геликонов^а, Г. В. Геликонов^а

^аФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

*e-mail: xep@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 03.02.2023 г.

После доработки 13.03.2023 г.

Принята к публикации 17.05.2023 г.

Описан новый метод обработки сигналов спектральной оптической когерентной томографии, который предназначен для эффективного подавления артефактов движения в условиях большой глубины зондирования. Особенности этого метода позволили применить его в составе отоскопической системы спектральной оптической когерентной томографии, что обеспечило высокое качество визуализации в реальном времени.

DOI: 10.31857/S0032816223050312, EDN: LCALDX

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена решению ряда задач, связанных с созданием прибора, предназначенного для исследования барабанной полости уха человека и использующего методы спектральной оптической когерентной томографии (ОКТ). Основная область применения спектральной ОКТ — это визуализация внутренней структуры приповерхностных биологических тканей [1]. Для этого в спектральной ОКТ используется зондирование объекта маломощным широкополосным оптическим излучением ближнего инфракрасного диапазона. Излучение рассеивается на неоднородностях исследуемой среды. Рассеянная назад часть излучения регистрируется интерферометрическим способом, и далее осуществляется математическая обработка оптического спектра этого интерференционного сигнала. Эта обработка позволяет осуществить синтез изображения, которое соответствует пространственному распределению рассеивающих неоднородностей внутри исследуемого объекта. Малая мощность зондирующего излучения обеспечивает неинвазивность исследования.

В Институте прикладной физики (ИПФ) РАН создана отоскопическая спектральная ОКТ-система, предназначенная для получения трёхмерного изображения барабанной перепонки человека *in vivo* в реальном времени.

Важной особенностью этой ОКТ-системы является сравнительно большая глубина исследуемого пространства (более 4 мм).

Кроме того, специфика применения этой ОКТ-системы предполагает следующее. Пользователь должен иметь возможность контролировать текущее положение сканирующего зонда относительно исследуемого участка и осуществлять поиск необходимой области по ОКТ-изображениям, которые синтезируются в реальном времени. Эти манипуляции предполагают возможность интенсивных перемещений зонда. Одной из особенностей спектральных ОКТ-систем является возможность возникновения искажений и артефактов при быстрых перемещениях зонда относительно исследуемого объекта вдоль направления зондирующего пучка. Авторами был предложен и разработан метод обработки сигналов спектральной ОКТ, подавляющий артефакты такого рода. Описанию этого метода посвящена данная статья.

2. ОТОСКОПИЧЕСКАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ОКТ-СИСТЕМА

Структурная схема отоскопической ОКТ-системы, разработанной в ИПФ РАН, представлена на рис. 1.

Интерферометрическая схема и микроэлектромеханическое зеркало, обеспечивающее поперечное перемещение зондирующего пучка, размещаются в корпусе ручного зонда.

Кроме того, внутри корпуса зонда располагается видекамера с интерфейсом USB 2.0 и светодиодной подсветкой. Она предназначена как для

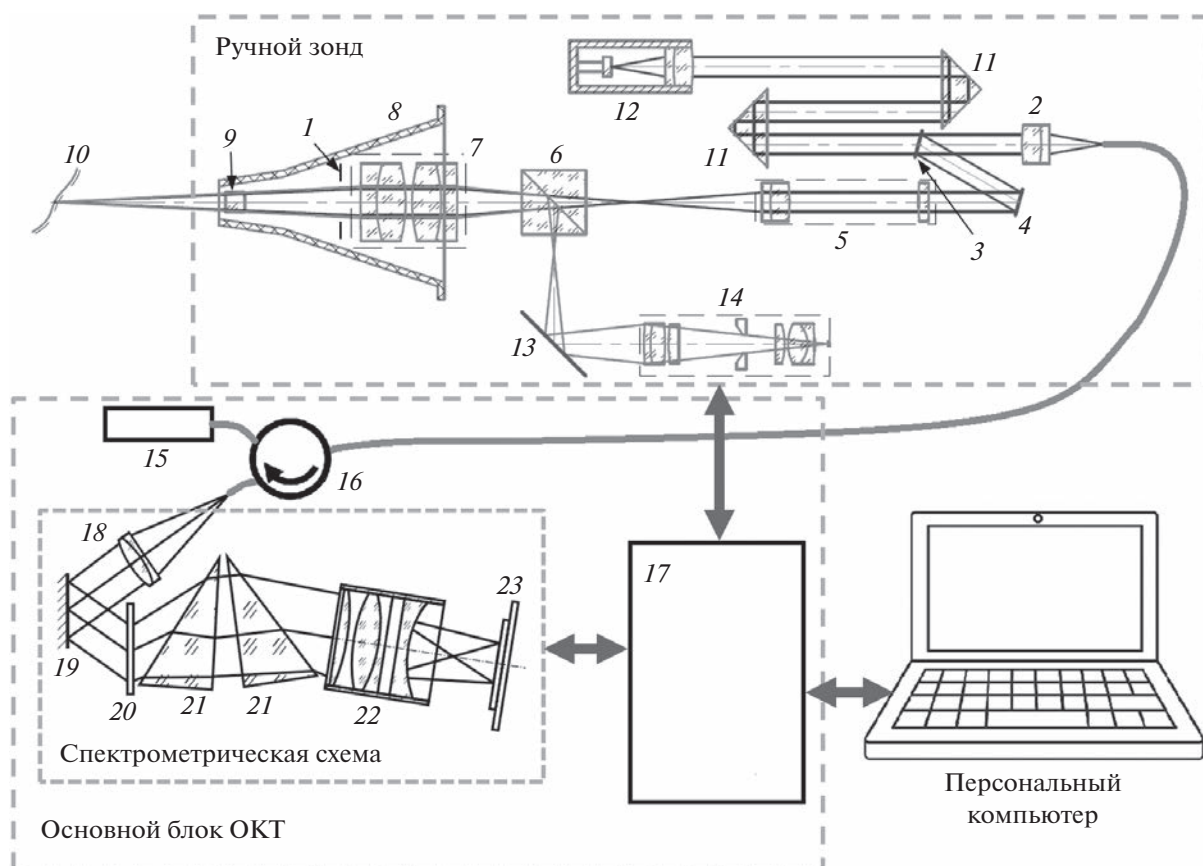


Рис. 1. Структурная схема отоскопической спектральной ОКТ-системы: 1 – светодиодная подсветка, 2 – коллимирующая линза, 3 – частично прозрачное зеркало, 4 – сканирующее зеркало, 5 – фокусирующий телецентрический элемент, 6 – дихроичное зеркало, 7 – транслятор-увеличитель, 8 – стандартная ушная воронка, 9 – выходное окно зонда, 10 – поверхность барабанной перепонки, 11 – призма с полным внутренним отражением, 12 – отражатель опорного плеча с модулируемой длиной, 13 – зеркало, 14 – USB-видеокамера в сборе, 15 – источник зондирующего излучения, 16 – волоконный циркулятор, 17 – модуль сбора данных и управления, 18 – коллимирующий элемент с оптоволоконным интерфейсом, 19 – золотое зеркало, 20 – просветная голографическая дифракционная решетка, 21 – компоненты составной призмы-корректора, 22 – фокусирующий элемент, 23 – сенсор линейного сканирования.

вспомогательного визуального контроля текущего положения зонда, так и для выполнения функций стандартного видеоотоскопа.

Зонд соединяется электрооптическим кабелем с основным блоком ОКТ-системы, в котором расположены блок питания, источник зондирующего излучения, система сбора данных и управления [2, 3] и спектрометрическая схема [4]. Спектрометрическая схема выполнена на базе дифракционной решетки и сенсора линейного сканирования, состоящего из 512 InGaAs-фотоэлементов с производительностью примерно 20000 А-сканов/с.

Эта спектральная ОКТ-система выполнена в виде аппаратно-программного комплекса, в котором функции обработки, управления и визуализации осуществляет стандартный персональный компьютер, с которым основной блок ОКТ-системы соединяется через интерфейс USB 2.0.

Центральная длина волны зондирующего излучения в этой ОКТ-системе имеет величину примерно 1.3 мкм. Продольная разрешающая способность этой ОКТ-системы около 10 мкм. Ее поперечная разрешающая способность примерно 20 мкм. Эта ОКТ-система позволяет визуализировать объем около $4.5 \times 4.5 \times 4.5 \text{ мм}^3$.

3. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОКТ-СИСТЕМЫ

В спектральной ОКТ-системе сигнал одного А-скана, зарегистрированный на выходе сенсора линейного сканирования, имеет вид, показанный на рис. 2.

Эти сигналы, следующие друг за другом и синхронизированные с сигналом управления поперечным сканированием, являются исходными данными для синтеза В-скана (двумерного ОКТ-изображения). Эти сигналы являются спектраль-

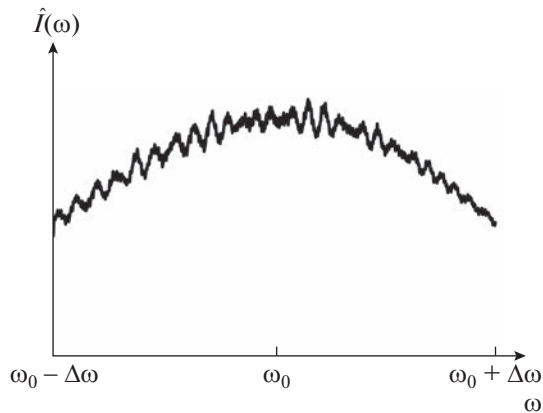


Рис. 2. Пример исходных данных А-скана, получаемых на выходе сенсора линейного сканирования спектральной ОКТ-системы.

ным распределением результата интерференции опорного излучения с излучением, рассеянным в обратном направлении неоднородностями исследуемого объекта. Такой сигнал можно представить в виде

$$\hat{I}(\omega) = A(\omega) + C(\omega) \cos\left(\frac{2\omega Z}{c}\right), \quad (1)$$

где Z — оптическая разность хода опорного и рассеянного излучения, c — скорость света, ω — круговая частота оптического излучения.

В выражении (1) величина $\hat{I}(\omega)$ представлена как сумма автокорреляционной $A(\omega)$ и кросскорреляционной $C(\omega) \cos(2\omega Z/c)$ компонент [5]. При правильной калибровке интерферометрической системы переменная Z исполняет роль координаты, которая направлена вдоль зондирующего пучка в глубину исследуемого объекта. Поэтому

распределение показателя обратного рассеяния вдоль этой координаты Z можно получить в виде преобразования Фурье [6] от функции

$$\bar{I}(\omega) = \hat{I}(\omega) - A(\omega). \quad (2)$$

Поскольку спектральное распределение $\hat{I}(\omega)$, которое является исходным в выражении (2), регистрируется в виде дискретной последовательности из 512 элементов, применяется быстрое преобразование Фурье.

Известны различные способы исключения автокорреляционной компоненты [5, 7–9]. В некоторых из них используется сложный спектральный анализ интерферометрического сигнала [5]. Другие способы предполагают предварительные измерения и дальнейшее использование ранее сохраненных результатов [7]. Есть способы, которые требуют наличия в ОКТ-системе дополнительных оптических каналов и средств дополнительной регистрации оптического сигнала [8]. Некоторые способы для ускорения процедуры опираются на ограниченное количество измерений [9], что снижает точность определения автокорреляционной составляющей.

Нами был использован метод, который не требует дополнительных измерений и сложных вычислений, опирается на большое количество данных, учитывает текущие факторы, влияющие на форму автокорреляционной компоненты (такие как спектральная плотность зондирующего излучения и чувствительность сенсора линейного сканирования), и их изменения. Представим исходные данные В-скана, состоящего из 1024 А-сканов, в виде двумерного массива $\hat{I}_{w,x}$, где w — номер спектрального отсчета (или номер элемента сенсора линейного сканирования), x — номер А-скана в В-скане. Тогда зависимость автокорре-

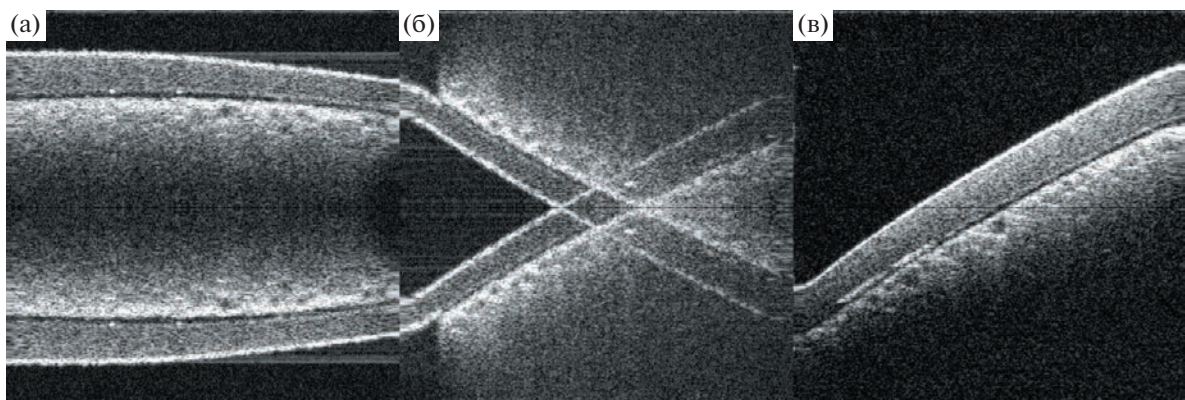


Рис. 3. ОКТ-изображение: а — результат синтеза ОКТ-изображения при помощи преобразования (4), б — результат синтеза ОКТ-изображения при помощи преобразования (4), когда поверхность тестового объекта не ортогональна направлению зондирующего пучка, в — результат синтеза ОКТ-изображения при помощи последовательности преобразований (6)–(8).

ляционной компоненты от номера спектрального отсчета имеет вид

$$A_w = \frac{1}{1024} \sum_{x=0}^{1023} \hat{I}_{w,x}, \quad w \in 0 \dots 511. \quad (3)$$

Другими словами, A_w — это результат усреднения значений каждого спектрального отсчета в В-скане по поперечной координате x .

Тогда простейший вариант синтеза ОКТ-изображения можно представить в виде

$$\hat{F}_{Z,x} = 20 \lg \left(\left| FFT_{w \rightarrow Z} \left((\hat{I}_{w,x} - A_w) D_w \right) \right| + 1 \right), \quad (4)$$

$$Z \in 0 \dots 511, \quad w \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 1023,$$

где $FFT_{w \rightarrow Z}$ — это быстрое преобразование Фурье по соответствующей координате, D_w — множитель, компенсирующий неравномерность спектральной плотности зондирующего излучения и неравномерность спектральной чувствительности сенсора линейного сканирования. Получение изображения $\hat{F}_{Z,x}$ может быть выполнено только после приема сигналов всех 1024 А-сканов, составляющих В-скан.

На рис. 3а представлен результат такого вычисления при сканировании тестового объекта в виде матовой силиконовой пленки толщиной около 0.3 мм, приклеенной к жесткому основанию двусторонней липкой лентой толщиной примерно 1 мм. Сверху мы видим силиконовую пленку. Ниже мы видим липкую ленту, нижняя граница которой не видна, так как она недостаточно прозрачна для этого.

Нижняя половина изображения является “зеркальным” отражением верхней. Это типичный “зеркальный” артефакт, который является следствием эрмитовости фурье-образа [5]. Для ОКТ-систем, предназначенных для исследования кожи, слизистой оболочки, серозных тканей и даже для офтальмологических систем, это не является большой проблемой. Например, в данном случае (рис. 3а) можно просто не отображать (обрезать) нижнюю половину изображения. Однако наличие “зеркальной” компоненты в изображении составляет большую проблему для отоскопической ОКТ-системы. Дело в том, что барабанная перепонка располагается не ортогонально относительно направления наружного слухового канала, т. е. относительно основного направления зондирующего пучка. Такая ситуация проиллюстрирована на рис. 3б. Здесь поверхность такого же тестового объекта в значительной степени не ортогональна направлению зондирующего пучка. Ситуация осложняется тем, что “зеркальные” артефакты в таком изображении при перемещении зонда вдоль направления зондирующего пучка движутся в противоположную сторону относительно основных компонентов изображения.

Это сильно мешает пользователю осуществлять поиск нужного участка.

Кроме того, нужно учитывать тот факт, что в случае отоскопической ОКТ-системы наибольшая часть визуализируемого объема — это воздушное пространство. Таким образом, сигнал рассеяния недостаточно сильно затухает вдоль направления зондирования. Это приводит к тому, что регистрируемый сигнал зачастую превышает диапазон регистрируемой глубины, определяемой спектральным разрешением приемного узла. Это провоцирует нарушение критерия Котельникова и приводит к многократному появлению объекта в области визуализации при продольном перемещении зонда.

Таким образом для отоскопической ОКТ-системы требуется относительно большая глубина визуализации, а также необходимы эффективные методы подавления “зеркальных” артефактов.

Для решения этих задач был использован метод модуляции длины пробега опорной волны, описанный в работе [10]. Соответствующее синхронизированное изменение длины опорного плеча интерферометра позволяет зарегистрировать исходный сигнал в виде

$$\hat{I}_n(\omega) = A(\omega) + C(\omega) \cos \left(\frac{2\omega Z}{c} + \frac{\pi}{2} n \right), \quad (5)$$

где n — текущий номер А-скана в непрерывной последовательности с момента старта сканирования.

Сформированные способом (5) исходные данные $\hat{I}_{w,x}$ могут быть подвергнуты преобразованию Гильберта следующим образом:

$$F'_{w,X} = FFT_{x \rightarrow X} (\hat{I}_{w,x}), \quad (6)$$

$$w \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 1023, \quad X \in 0 \dots 1023;$$

$$I_{w,x} = IFFT_{X \rightarrow x} (F'_{w,X} D'_X), \quad (7)$$

$$w \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 511, \quad X \in 0 \dots 511;$$

$$\hat{F}_{Z,x} = 20 \lg \left(\left| FFT_{w \rightarrow Z} (I_{w,x} D_w) \right| + 1 \right), \quad (8)$$

$$Z \in 0 \dots 511, \quad w \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 511.$$

В этом случае зеркальный артефакт будет подавлен. В преобразовании (7) D'_X — множитель, который позволяет осуществить фурье-фильтрацию когерентных помех и автокорреляционной компоненты. Результат применения преобразования (6)–(8) представлен на рис. 3в.

Однако в процессе быстрых перемещений зонда вдоль направления зондирующего пучка эффект Доплера вызывает частичное появление зеркальных артефактов и подавление основного изображения. В работе [10] был описан способ фазовой коррекции, призванный подавлять артефакты такого рода. Он использует частичную вза-

имную корреляцию соседних А-сканов за счет их частичного взаимного перекрытия.

Этот метод был применен в данном случае в виде следующих преобразований:

$$F_{Z,x} = FFT_{w \rightarrow Z}(I_{w,x}), \quad Z \in 0 \dots 511, \quad w \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 511; \quad (9)$$

$$\Delta\varphi_{x+1} = \arg\left(\sum_{Z=0}^{511} F_{Z,x} F_{Z,x+1}^*\right), \quad x \in 0 \dots 510; \quad (10)$$

$$\varphi_0 = 0, \quad \varphi_x = \varphi_{x-1} + \Delta\varphi_x, \quad x \in 1 \dots 511; \quad (11)$$

$$I'_{w,x} = IFFT_{Z \rightarrow w}(IFFT_{X \rightarrow x}(FFT_{x \rightarrow X}(F_{Z,x} e^{-i\varphi_x}) D_X'')), \quad w \in 0 \dots 511, \quad X \in 0 \dots 511, \quad Z \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 511; \quad (12)$$

$$\hat{F}_{Z,x} = 20\lg(|FFT_{w \rightarrow Z}(I'_{w,x} D_w)| + 1), \quad Z \in 0 \dots 511, \quad w \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 511. \quad (13)$$

В выражении (9) $I_{w,x}$ — это результат преобразования (7) при $D'_0 = 0$, $D'_1 = D'_2 = \dots = D'_{511} = 1$. В выражении (10) $F_{Z,x+1}^*$ — это результат комплексного сопряжения значения $F_{Z,x+1}$. В преобразовании (12) множитель D_X'' имеет такое же назначение, как и множитель D_X' в преобразованиях (6)–(8).

4. МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИИ

Практическое использование для отоскопической ОКТ-системы метода фазовой коррекции, состоящего из последовательности преобразований (6), (7), (9)–(13), выявило его некоторые недостатки для данной задачи. В условиях большой глубины области визуализации (примерно 4.5 мм по координате Z) артефакты эффективно подавляются только при малых скоростях продольного перемещения зонда. Таких преобразований достаточно для обеспечения численной стабилизации изображения в условиях 3D-сканирования, когда пользователь старается удерживать зонд неподвижно, а сканирующее зеркало меняет координату X быстро и циклично, координату Y медленно и в одном направлении. Однако преобразований (6), (7), (9)–(13) недостаточно в режиме поиска необходимого участка, когда пользователь интенсивно перемещает зонд вдоль наружного слухового канала, а сканирующее зеркало меняет координату X быстро и циклично при зафиксированном значении координаты Y . При этом артефакты движения проявляются спонтанно и фрагментарно и смешиваются с основным изображением, что мешает процедуре поиска.

Для устранения этих проблем была предложена следующая модификация метода фазовой коррекции.

Во-первых, отличие нового метода состоит в том, что фазовой коррекции подвергается не аналитический сигнал (результат преобразования Гильберта по координате X), а фурье-образ (процедура $FFT_{w \rightarrow Z}$) кросскорреляционной компоненты исходного сигнала, модулированного в виде (5).

Во-вторых, в новом методе предлагается способ разделения основных и “зеркальных” компонент томографического изображения. Для этого учитывается тот факт, что при смещении зонда фазовый сдвиг у этих компонент происходит в разных направлениях. Это позволяет по-разному корректировать фазу у соответствующих элементов изображения. В терминах фурье-пространства это позволяет стабилизировать “зеркальные” компоненты томограммы в области отрицательных пространственных частот, чтобы потом отсеять их при помощи преобразования Гильберта и фурье-фильтрации.

Представим фурье-образ кросскорреляционной компоненты исходного сигнала в виде

$$\tilde{F}_{Z,x} = FFT_{w \rightarrow Z}(\hat{I}_{w,x} - A_w), \quad Z \in 0 \dots 511, \quad w \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 1023; \quad (14)$$

$$\tilde{F}_{Z,x} = \tilde{F}_{Z,x-1} \tilde{F}_{Z,x}^*, \quad Z \in 0 \dots 511, \quad x \in 1 \dots 1023. \quad (15)$$

Введем коэффициенты, необходимые для выделения отдельных групп основных и “зеркальных” компонент томографического изображения:

$$p_{Z,x} = \begin{cases} 1, & \text{если } \text{Im}(\tilde{F}_{Z,x}) \geq 0 \\ 0, & \text{если } \text{Im}(\tilde{F}_{Z,x}) < 0, \end{cases} \quad Z \in 0 \dots 511, \quad x \in 1 \dots 1023, \quad p_{Z,0} = 0; \quad (16)$$

$$n_{Z,x} = \begin{cases} 0, & \text{если } \text{Im}(\tilde{F}_{Z,x}) \geq 0 \\ 1, & \text{если } \text{Im}(\tilde{F}_{Z,x}) < 0, \end{cases} \quad Z \in 0 \dots 511, \quad x \in 1 \dots 1023, \quad n_{Z,0} = 0. \quad (17)$$

Тогда соответствующие разности фаз могут быть вычислены и использованы следующим образом:

$$\Delta\varphi_x^+ = \arg\left(\sum_{Z=0}^{511} \tilde{F}_{Z,x} p_{Z,x}\right) - \frac{\pi}{2}, \quad x \in 1 \dots 1023; \quad (18)$$

$$\Delta\varphi_x^- = \arg\left(\sum_{Z=0}^{511} \tilde{F}_{Z,x} n_{Z,x}\right) + \frac{\pi}{2}, \quad x \in 1 \dots 1023; \quad (19)$$

$$\varphi_0^+ = 0, \quad \varphi_x^+ = \varphi_{x-1}^+ + \Delta\varphi_x^+, \quad x \in 1 \dots 1023; \quad (20)$$

$$\varphi_0^- = 0, \quad \varphi_x^- = \varphi_{x-1}^- + \Delta\varphi_x^-, \quad x \in 1 \dots 1023; \quad (21)$$

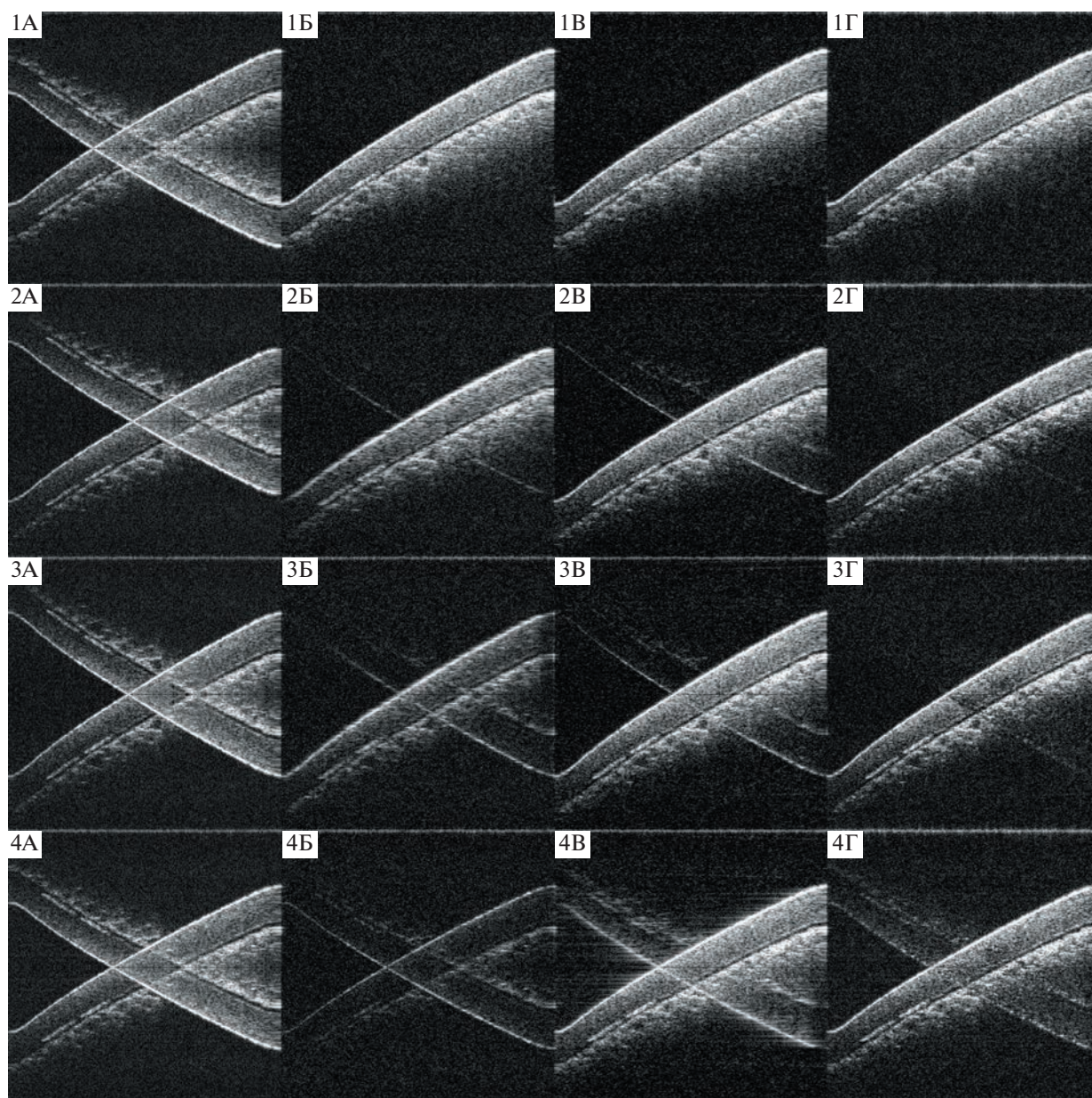


Рис. 4. Сравнительная иллюстрация результатов синтеза ОКТ-изображения различными методами при разных скоростях продольного движения тестового образца.

$$\bar{F}_{Z,x} = \tilde{F}_{Z,x} e^{-i(\Phi_x^+ p_{Z,x} + \Phi_x^- n_{Z,x})}, \quad (22)$$

$$Z \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 1023;$$

$$T_{Z,X} = FFT_{x \rightarrow X}(\bar{F}_{Z,x}), \quad (23)$$

$$Z \in 0 \dots 511, \quad X \in 0 \dots 1023, \quad x \in 0 \dots 1023;$$

$$N_{w,X} = IFFT_{Z \rightarrow w}(T_{Z,X}), \quad (24)$$

$$Z \in 0 \dots 511, \quad w \in 0 \dots 511, \quad X \in 0 \dots 511;$$

$$\bar{T}_{Z,X} = FFT_{w \rightarrow Z}(N_{w,X} D_w), \quad (25)$$

$$Z \in 0 \dots 511, \quad w \in 0 \dots 511, \quad X \in 0 \dots 511;$$

$$\hat{F}_{Z,x} = 20 \lg(|IFFT_{X \rightarrow x}(\bar{T}_{Z,X} D'_X)| + 1), \quad (26)$$

$$Z \in 0 \dots 511, \quad X \in 0 \dots 511, \quad x \in 0 \dots 511.$$

В преобразовании (14) $\hat{I}_{w,x}$ – это сформированные способом (5) исходные данные, A_w – автокорреляционная компонента, выделенная методом (3). Процедуры (16), (17) описывают критерий, по которому определяется, каким в наибольшей степени является данный элемент изображения (основным или “зеркальным”). В преобразованиях (18), (19) учитывается разность фаз, определяемая модуляци-



Рис. 5. Приспособление для обеспечения движения тестового образца.

ей (5). Множители D_w и D'_x имеют такой же вид и назначение, как в преобразованиях (6)–(8).

Для оценки эффективности данного метода и сравнения его с методами обработки сигналов спектральной ОКТ, описанными выше, был выполнен эксперимент, результаты которого представлены на рис. 4. На этой иллюстрации изображения А соответствуют простейшему варианту синтеза ОКТ-изображения в виде (4), изображения Б соответствуют последовательности преобразований (6)–(8), изображения В соответствуют последовательности преобразований (6), (7), (9)–(13), а изображения Г соответствуют новому методу фазовой коррекции, т.е. последовательности преобразований (14)–(26). Изображения в первом (верхнем) ряду получены при нулевой скорости продольного (вертикального на изображении) перемещения тестового объекта. Изображения во втором, в третьем и в четвертом рядах

получены при скорости продольного перемещения тестового объекта примерно 2.2 мм/с, 3 мм/с и 3.4 мм/с соответственно.

Скорость перемещения тестового объекта оценивалась следующим образом. Глубина визуализируемого объема была измерена при помощи регистрации отражений от тестового объекта, закрепленного на микрометрической подвижке и перемещаемого при ее помощи вдоль направления зондирующего пучка. Тестовый объект был прикреплен к центру мембраны акустического динамика (рис. 5), которая колебалась по синусоидальному закону.

При помощи данной ОКТ-системы регистрировалась и визуализировалась соответствующая последовательность В-сканов. Частота и амплитуда колебаний мембраны задавались при помощи лабораторного генератора. Таким образом, зная амплитуду колебаний мембраны и частоту следования В-сканов, можно с достаточной точностью поставить в соответствие каждому В-скану мгновенную скорость перемещения тестового объекта.

Рисунок 4 показывает, что предложенный новый метод фазовой коррекции лучше справляется с подавлением артефактов движения, обладает лучшей зависимостью степени подавления артефактов от скорости перемещения и не вносит существенных искажений в основной сигнал.

Стоит отметить, что новый метод фазовой коррекции не является идеальным. На иллюстрации видно, что в местах пересечения основного и “зеркального” элементов изображения происходит лишнее вычитание. Но искажения такого рода незначительны и не мешают пользователю производить поиск необходимого участка.

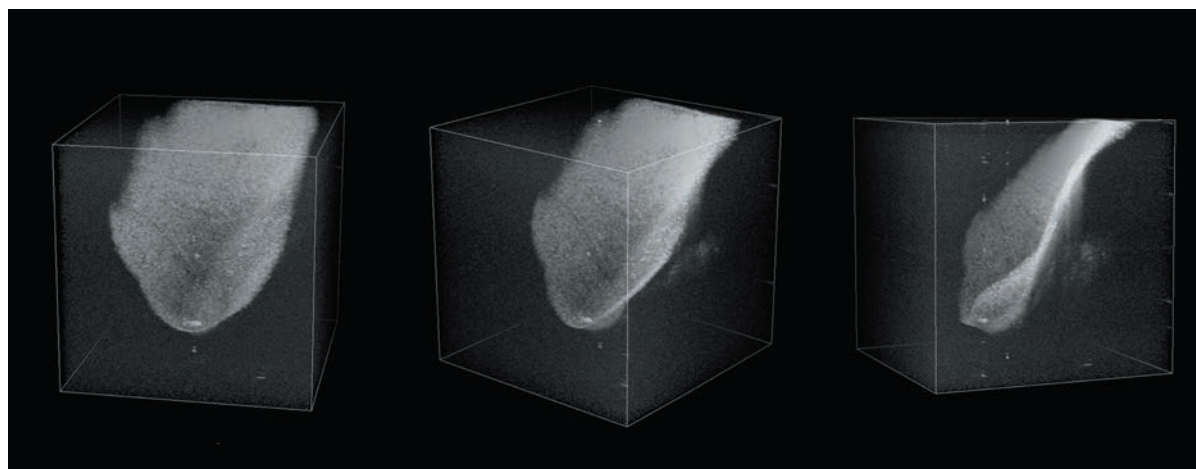


Рис. 6. Трехмерное изображение участка барабанной перепонки человека, полученное *in vivo* в реальном времени.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный в данной работе метод обработки сигналов спектральной ОКТ, подавляющий артефакты продольного перемещения зонда, удовлетворяет условиям применения в отоскопической спектральной ОКТ-системе.

Структура математических манипуляций в предложенном методе позволяет использовать их в рамках метода асинхронных параллельных вычислений, описанных в работе [11], что обеспечивает высококачественную 3D-визуализацию в реальном времени. Это было продемонстрировано при использовании данного метода в составе аппаратно-программного комплекса отоскопической спектральной ОКТ-системы, разрабатываемой в ИПФ РАН. Результат работы этой системы представлен на рис. 6.

Представленная спектральная отоскопическая ОКТ-система не имеет мировых аналогов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института прикладной физики РАН (проект № FFUF-2021-0013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Optical coherence tomography: Technology and applications / Ed. W. Drexler, J.G. Fujimoto. Sec. ed. Cham: Springer, 2015. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-06419-2>
2. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Терпелов Д.А., Шилягин П.А. // ПТЭ. 2012. № 3. С. 100.
3. Терпелов Д.А., Ксенофонтов С.Ю., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шилягин П.А. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 94. <https://doi.org/10.7868/S0032816217060143>
4. Ксенофонтов С.Ю., Кунаев А.В., Василенкова Т.В., Терпелов Д.А., Шилягин П.А., Моисеев А.А., Геликонов Г.В. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 131. <https://doi.org/10.31857/S0032816221040224>
5. Leitgeb R.A., Wojtkowski M. Optical coherence tomography: Technology and applications / Ed. W. Drexler, J.G. Fujimoto. Sec. Ed. Berlin: Springer, 2015. P. 195. https://doi.org/10.1007/978-3-319-06419-2_7
6. Fercher A.F. // J. Biomedical Optics. 1996. V. 1. № 2. P. 157. <https://doi.org/10.1117/12.231361>
7. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Касаткина И.В., Терпелов Д.А., Шилягин П.А. // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 106. С. 983.
8. Ai J., Wang L.V. // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 2939. <https://doi.org/10.1364/OL.30.002939>
9. Leitgeb R.A., Hitzenberger C.K., Fercher A.F., Bajraszewski T. // Opt. Lett. 2003. V. 28. P. 2201. <https://doi.org/10.1364/OL.28.002201>
10. Ксенофонтов С.Ю., Шилягин П.А., Терпелов Д.А., Новожиллов А.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В. // ПТЭ. 2020. № 1. С. 136. <https://doi.org/10.31857/S003281622001005X>
11. Ксенофонтов С.Ю. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 17. <https://doi.org/10.1134/S0032816219030078>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 602

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА БИОТКАНИ

© 2023 г. Е. Д. Минаева^{a,b,*}, С. Е. Минаев^{a,b}, Н. С. Никитин^{c,d}, А. С. Гуляшко^e,
И. А. Ларионов^e, В. А. Тыртышный^e, В. И. Юсупов^a, Н. В. Минаев^a

^aИнститут фотонных технологий ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН
Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

^cЦентр теоретических проблем физико-химической фармакологии РАН
Россия, 109029, Москва, ул. Средняя Калитниковская, 30

^dРоссийский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова Минздрава РФ
Россия, 117997, Москва, ул. Островитянова, 1

^eНТО “ИРЭ-Полус”

Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Академика Б.А. Введенского, 3, стр. 5

*e-mail: minaeva.e.d@bk.ru

Поступила в редакцию 11.05.2023 г.

После доработки 27.05.2023 г.

Принята к публикации 29.05.2023 г.

Описана установка для исследования процессов лазерного воздействия на различные материалы, в том числе на биоткань. Система позволяет получать термограммы поверхности образца, проводить высокоскоростную видеосъемку и регистрировать акустические сигналы в широком диапазоне частот в процессе проведения экспериментов. Тестирование системы проведено с использованием импульсного наносекундного высокочастотного лазерного источника с длиной волны 3.03 мкм. Воздействие на образцы осуществлялось импульсами длительностью 1.5 нс и частотой 8 МГц. Показано, что с помощью использования лазерной системы можно получать разрезы на биотканях различных типов без карбонизации. Полученные экспериментальные данные позволили уточнить механизм воздействия лазерного излучения на поверхность водонасыщенных биологических тканей.

DOI: 10.31857/S0032816223060058, EDN: XWBVJF

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование особенностей взаимодействия лазерного излучения с биотканью является одной из актуальных задач лазерной медицины. При проведении медицинских манипуляций, выполняемых с помощью различных лазерных источников и при различных параметрах лазерного излучения, могут быть задействованы различные механизмы взаимодействия излучения с биотканью и получены различные результаты [1]. Например, при проведении эндовенозной лазерной коагуляции вен с использованием излучения с рабочими длинами волн $\lambda = 970, 1560, 1940$ нм из-за существенно различающихся значений коэффициента поглощения лазерного излучения в воде происходящие процессы значительно различаются [2].

Для отработки той или иной медицинской технологии проводятся предварительные экспери-

менты на образцах биотканей и/или их фантомах. Такие исследования помогают найти необходимые режимы лазерного воздействия и определить оптимальные параметры (длину волны, мощность, длительность импульса, интенсивность в лазерном пятне, а также алгоритм перемещения лазерного пятна) для выполнения медицинских манипуляций, что позволяет сформировать технические задания для проектирования и совершенствования лазерных аппаратов для разработчиков лазерной аппаратуры. При изучении лазерного воздействия на биоткани необходим набор данных о динамических процессах, температурных и акустических полях. Поэтому экспериментальная установка должна содержать комбинацию устройств для видеосъемки, скоростной видеосъемки (информация о динамике деформации поверхности и выноса вещества), регистрации термограмм (информация о динамике температурных полей) и широкополосных акустических

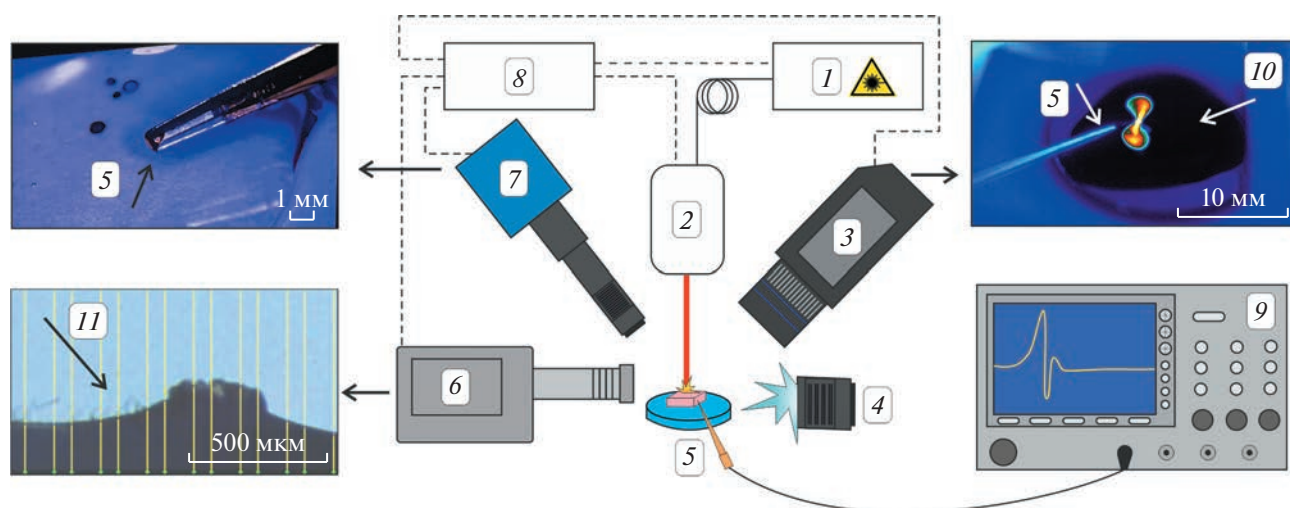


Рис. 1. Схема установки. 1 — источник лазерного излучения, 2 — гальваносканирующая система; 3 — тепловизионная камера; 4 — подсветка для высокоскоростной камеры; 5 — игольчатый гидрофон; 6 — высокоскоростная камера; 7 — камера для визуального контроля; 8 — персональный компьютер; 9 — запоминающий осциллограф, 10 — капля воды, 11 — поверхность биоткани. На вставках — фотографии с дисплеев соответствующих устройств, полученные в результате различных экспериментов.

сигналов (ударных и акустических волн). При этом для повышения достоверности проводимых исследований желательно, чтобы измерения проводились несколькими устройствами одновременно.

Цель работы — создание компактной установки, позволяющей оперативно проводить комплексную диагностику процессов при лазерном воздействии на биоткань. Тестирование установки проведено на предсерийном образце импульсного наносекундного высокочастотного лазерного источника излучения с длиной волны 3.03 мкм, которое интенсивно поглощается в водонасыщенных биотканях. Важно отметить, что установка является универсальной и может быть использована с различными источниками лазерного излучения.

2. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ

Схема установки для исследования лазерного воздействия на биоткани представлена на рис. 1.

Экспериментальное оборудование, включая тестируемый лазер и диагностические приборы, размещается на сотовой оптической плите. Для получения данных о распределении температурных полей на поверхности образцов использовалась тепловизионная камера (3) FLIR A655sc (FLIR Systems, США) с дополнительным объективом Close-up IR Lens 5.8x, что позволяло обеспечить пространственное разрешение порядка 100 мкм/пиксель. С помощью камеры проводилась регистрация термограмм на поверхности образцов до температуры 160°C с частотой съемки до 50 кадров/с.

Для определения времяразрешенной динамики выноса вещества и деформации поверхности образца в области лазерного воздействия использовалась высокоскоростная камера (6) Fastcam SA-3 (Photron, Япония) со скоростью съемки до 100 000 кадров/с. Регистрация процессов проводилась в режиме теневой видеосъемки с фронтальной подсветкой с использованием оптоволоконного осветителя (4). В экспериментах видеоданные записывались из области размером 2×1.5 мм со скоростью съемки 10 000 кадров/с.

Регистрация акустических импульсов и ударных волн проводилась с помощью игольчатого гидрофона 5 (Precision Acoustics, UK) с предусилителем с шириной полосы 10–50 МГц. Запись сигналов с предусилителя осуществлялась запоминающим осциллографом (9) GOS 72304 (GW Instek, Тайвань) с предельной частотой дискретизации 300 МГц.

Оптический контроль поверхности образца и его расположения относительно лазерного излучения осуществлялся с помощью цифровой камеры (7) (Eakins, Китай) с дополнительной светодиодной подсветкой, установленной на микрообъективе. Камера обеспечивала получение изображения в качестве FullHD (1920×1080 пикселей) размером 16×10 мм с частотой 60 Гц.

Предложенная установка позволяет проводить тестирование различных лазерных источников, облучающих образец, как в контактном режиме (с использованием оптоволоконна), так и путем фокусировки лазерного луча. В данной работе возможности установки продемонстрированы на примере нового лазерного источника (1) S-3050-P (IRE-

Polus, Россия). Его особенностью является генерация излучения на длине волны 3.03 мкм. Эта длина волны, как известно, попадает в пик основного поглощения воды в ИК-диапазоне с коэффициентом поглощения $\mu_a = 9824 \text{ см}^{-1}$ [3]. Лазер работает в импульсном режиме с частотой 8 МГц, длительностью импульсов 1.5 нс и энергией в импульсе до 0.8 мкДж. Лазерное воздействие на образцы осуществлялось пакетами импульсов либо с заданным числом импульсов, либо с заданной длительностью пакета. Перемещение излучения в пространстве по поверхности образца происходило с использованием однозеркальной гальваносканирующей системы 2, установленной в лазерной головке. Фокусировка лазерного излучения на поверхность образца осуществлялась сапфировой линзой с фокусным расстоянием 71 мм, которая была установлена после гальваносканера.

В ходе основных экспериментов в качестве образцов (1) использовалась биологическая ткань свиньи: мышечная ткань и ткани простаты. Образцы размещались на трехкоординатной подвижке под лазерной головкой так, чтобы их поверхность лежала в области фокальной плоскости. Для формирования разрезов на поверхности биоткани проводилось последовательное воздействие лазерными импульсами в заданную точку, после чего осуществлялось перемещение луча в следующую точку вдоль выбранной траектории. Такая манипуляция повторялась требуемое число раз. Использовались следующие параметры: энергия в импульсе 0.8 мкДж, длительность пакета импульсов от 1 до 100 мс, расстояние между отдельными точками при перемещении в пространстве 150 мкм, временная задержка между пакетами импульсов от 10 до 100 мс.

В качестве образцов для определения геометрических параметров лазерной перетяжки использовались тестовые образцы кварцевых стекол толщиной 300 мкм с титановой пленкой толщиной 80 нм. Отдельные эксперименты по лазерному воздействию на воду (10) включали в себя измерение термограмм и акустических сигналов с регистрацией протекающих процессов с помощью скоростной видеосъемки. Дополнительное изучение областей лазерного воздействия на образцы проводилось с использованием оптического 3D-микроскопа HRM-300 (Huvitz, Корея).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Диаметр лазерного пятна на поверхности образца является важнейшей характеристикой, которая определяет геометрические и энергетические параметры лазерного воздействия. Для определения радиуса перетяжки w_0 в тонкой титановой пленке тестовых образцов формировалось несколько от-

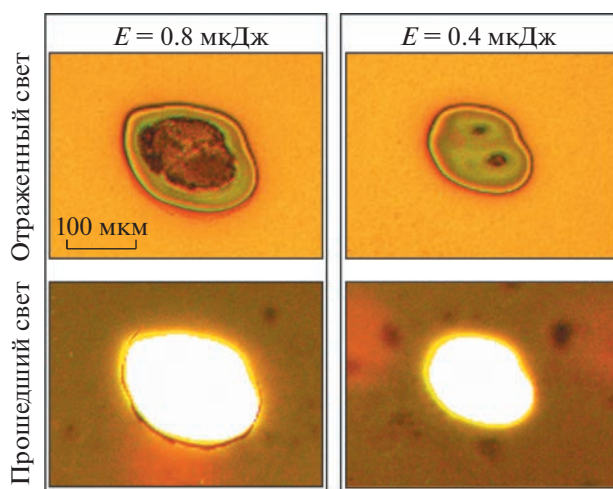


Рис. 2. Фотографии отверстий в титановой пленке тестовых образцов, полученные при различной энергии лазерных импульсов (0.8 и 0.4 мкДж) и длительности пакета импульсов 100 мс. Изображения получены в отраженном и прошедшем свете.

верстий при двух различных значениях энергии E_1 и E_2 (рис. 2). Как видно из рис. 2, размеры образованных отверстий существенно зависят от энергии в импульсе. Для определения диаметра лазерного пятна проводилось пятикратное определение средних значений диаметров d_1 и d_2 при энергиях E_1 и E_2 соответственно. Радиус лазерной перетяжки вычислялся с использованием известного выражения

$$w_0 = \sqrt{\frac{d_2^2 - d_1^2}{2 \ln(E_2/E_1)}}. \quad (1)$$

Рассчитанный таким образом радиус перетяжки составил $w_0 = 92 \pm 14 \text{ мкм}$.

Поглощение лазерного излучения в биоткани в исследуемом диапазоне длин волн (3 мкм) в основном определяется поглощением лазерного излучения в воде. Поэтому первоначально были выполнены тестовые эксперименты по лазерному воздействию на поверхность капли воды (10 на рис. 1). Изучались динамика температурных полей, динамика выброса микрокапель воды с поверхности и ударные волны. На рис. 3 представлены пример термограммы поверхности воды, кадр высокоскоростной съемки с вылетающей микрокаплей и спектр акустического сигнала, полученные в эксперименте.

Согласно рис. 3, лазерное импульсное воздействие на поверхность воды привело к ее нагреву и к активным динамическим процессам, сопровождавшимся генерацией широкополосного акустического сигнала. Рисунок 3б иллюстрирует вылет микрокапли с поверхности жидкости и ее перемещение в вертикальном направлении со

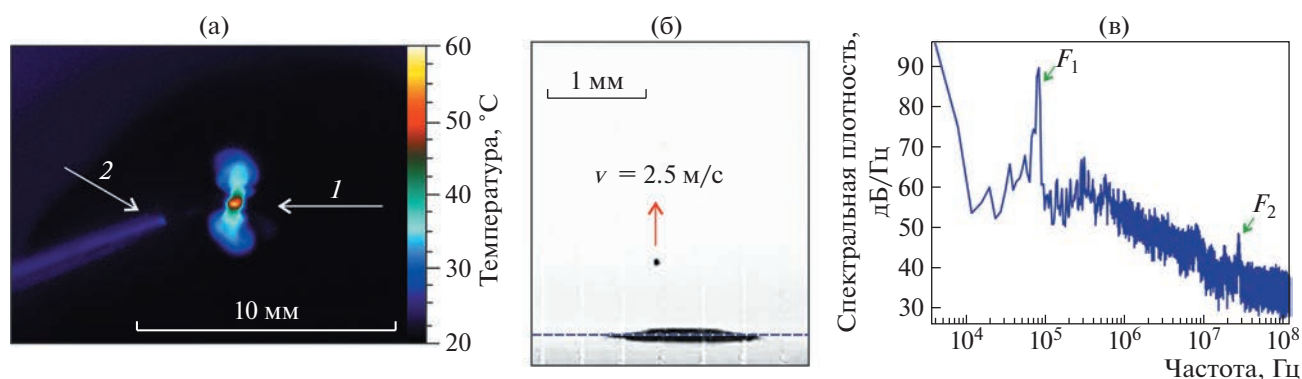


Рис. 3. Результаты лазерного воздействия на поверхность капли воды: **а** – термограмма поверхности воды (*1* – нагрев участка поверхности воды, *2* – игольчатый гидрофон); **б** – кадр высокоскоростной съемки (штриховой линией отмечена поверхность воды); **в** – спектр акустического сигнала (F_1 и F_2 – локальные максимумы в диапазонах 10–100 кГц и 10–30 МГц соответственно).

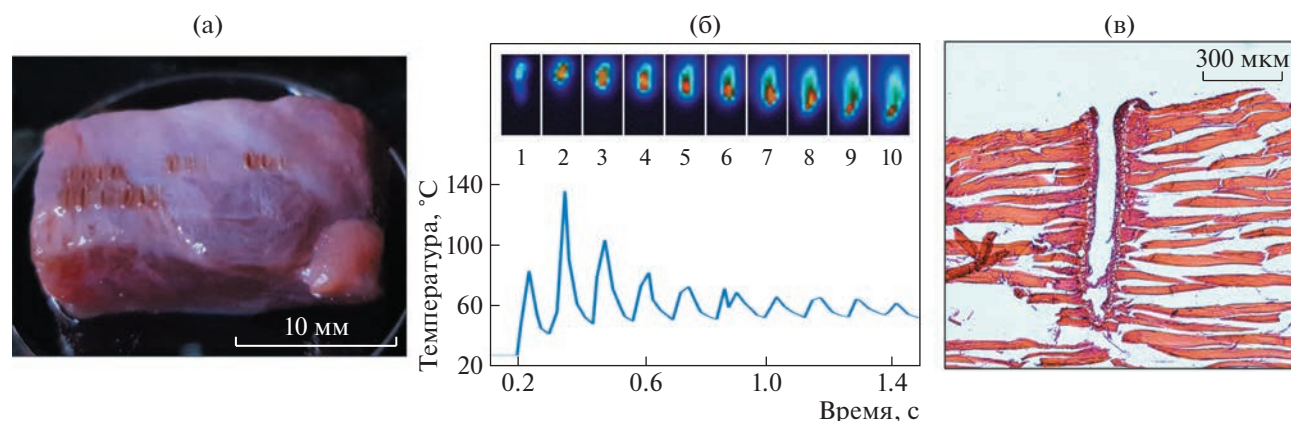


Рис. 4. Результаты, полученные при выполнении лазерных разрезов на поверхности биоткани: **а** – фотография образца биоткани с лазерными разрезами; **б** – динамика температуры в первой точке лазерного воздействия в зависимости от времени (сверху на врезке показаны примеры термограмм для каждой из точек, формирующих разрез, под термограммами указаны номера точек лазерного воздействия в пространстве); **в** – пример гистологического среза биоткани в области лазерного разреза.

скоростью около 2.5 м/с. Отметим, что в случае наличия биоматериала в жидкой среде такая капля будет переносить живые объекты. Поэтому данный источник может быть использован в качестве своеобразного биопринтера [4].

Акустические методы являются удобным инструментом для исследования процессов, протекающих в биотканях при лазерном воздействии. Так, на спектре акустического сигнала (рис. 3в) отчетливо выделяются два локальных максимума F_1 и F_2 . Это свидетельствует о том, что при поглощении импульсного лазерного излучения происходит периодическая генерация высокочастотных акустических импульсов. Первый пик F_1 соответствует частоте повторения этих импульсов, а пик F_2 – самым высокочастотным импульсам. Мы полагаем, что периодическая генерация мощных высокочастотных импульсов связана с

актами взрывного кипения в тонком приповерхностном слое капли [5].

На следующем этапе выполнялось изучение лазероиндуцированных процессов при использовании в качестве мишеней образцов биоткани. На рис. 4 представлены фотография образца биоткани после выполнения лазерных разрезов, график зависимости температуры в первой точке лазерного воздействия от времени и результаты гистологических исследований.

Согласно представленному графику температурной зависимости (см. рис. 4б), температура на поверхности биоткани в некоторых случаях превышает 100°C. При этом следует учитывать, что наличие как временного, так и температурного ограничения при регистрации термограмм приводит к занижению полученных значений. По-

этому реальные температуры на поверхности биоткани могут быть значительно выше.

Как показали результаты гистологических исследований (см. рис. 4в), тонкий слой биоткани вблизи стенки сформированного лазерного разреза денатурирован, но при этом визуальные признаки карбонизации отсутствуют. Мы полагаем, что этот эффект был достигнут за счет того, что при воздействии короткими лазерными импульсами в условиях сильного поглощения происходил периодический выброс наиболее нагретых микрочастиц ткани. Такой выброс, как показали акустические исследования, мог быть вызван взрывным кипением воды в объеме биоткани.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена новая экспериментальная установка, которая позволяет проводить исследование процессов при лазерном воздействии на биоткань. Динамика процессов, вызванных лазерным нагревом, регистрировалась с использованием тепловизионной камеры, скоростной съемки и акустических методов. Тестирование системы проведено на примере нового лазерного импульсного источника с длиной волны излучения 3.03 мкм. Проведенные исследования позволили понять зависимость эффективности формирования размеров лазерных разрезов на поверхности биоткани от параметров лазерного воздействия и

уточнить механизм действия лазерного излучения. Показано, что исследуемый источник позволяет выполнять лазерные разрезы без значительной карбонизации биоткани.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-14-00286 (<https://rscf.ru/project/20-14-00286/>) и в рамках государственного задания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН в части развития лазерных технологий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vogel A., Venugopalan V. // Chem Rev. 2003. V. 103. P. 577.
<https://doi.org/10.1021/cr010379n>
2. Минаев В.П. Лазерные медицинские системы и медицинские технологии на их основе. Долгопрудный: Изд. Дом “Интеллект”, 2020.
3. Wieliczka D.M., Weng S., Querry M.R. // Appl Opt. 1989. V. 28. P. 1714.
<https://doi.org/10.1364/ao.28.001714>
4. Grosfeld E.V., Zhigarkov V.S., Alexandrov A.I., Minaev N.V., Yusupov V.I. // Int. J. Mol. Sci. 2022. V. 23. P. 9823.
<https://doi.org/10.3390/ijms23179823>
5. Юсупов В.И. // Сверхкритические флюиды: теория и практика. 2019. Т. 14. № 1. С. 71.
<https://doi.org/10.34984/SCFTP.2019.14.1.007>

РАСШИРЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ СКАНИРУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ ПРИ ДЕТЕКТИРОВАНИИ ОБРАТНОРАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2023 г. С. В. Зайцев^а, Е. Ю. Зыкова^а, Э. И. Рау^{а,*},
А. А. Татаринцев^а, В. А. Киселевский^а

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

*e-mail: rau@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 21.12.2022 г.

После доработки 18.01.2023 г.

Принята к публикации 07.02.2023 г.

Приводятся новые возможности режима детектирования обратнорассеянных электронов в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). Получила дальнейшее развитие методика определения химического состава зондируемого участка образца по предварительно откалиброванной шкале серого экрана СЭМ. Приведены простые соотношения для практического применения при нахождении толщин тонких пленок на массивной подложке. Определены параметры двойного слоя пленочной наноструктуры на подложке, т.е. глубины залегания и толщины подповерхностных фрагментов микрообъекта. Предложена методика измерения поверхностного потенциала отрицательно заряжающихся диэлектрических образцов при облучении электронами средних энергий.

DOI: 10.31857/S0032816223040092, EDN: SUMXJW

1. ВВЕДЕНИЕ

Режим детектирования обратнорассеянных электронов (ОРЭ) в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) широко используется для визуализации композиционного химического состава исследуемого образца и для получения изображений подповерхностных деталей структуры. Эти достоинства ОРЭ обусловлены их высокой чувствительностью к атомному номеру Z вещества и их большой глубиной выхода, сравнимой с глубиной пробега первичных электронов в мишени [1].

Уже на первых этапах развития сканирующей электронной микроскопии и вплоть до настоящего времени находит применение методика получения информации о структуре образца путем количественной градации шкалы серого экрана СЭМ по величине сигнала детектируемых ОРЭ. Но в опубликованных работах приводятся, как правило, только частные случаи исследования конкретных образцов. Так, в работах [2–4] определялись весовые составы гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и AlGaIn , а в работе [5] — композиционный состав минералов. Наиболее полно эта методика описана в работе [6] на примере определения состава напыленных на подложку металлов. В настоящей работе указанный метод калибровки шкалы серого экрана СЭМ по тестовым образцам-стандар-

там конкретизирован с учетом реальных вкладов в детектируемый сигнал коэффициентов ОРЭ, их средней отраженной энергии и аппаратной функции, зависящей от энергии ОРЭ.

В связи с интенсивным развитием нанотехнологий не менее востребованы и методики определения локальных толщин пленок, наносимых на массивные подложки, а в более общем случае — определение локальных толщин скрытых под поверхность матрицы пленочных наноструктур. Довольно популярный метод просвечивающей электронной микроскопии [7] пригоден для определения толщин только тонких, прозрачных для электронов пленок. Поэтому более универсальными представляются методы сканирующей электронной микроскопии, позволяющие зондировать массивные твердотельные микроstructures. Измерение толщин ультратонких пленок, нанесенных на массивную подложку, осуществляется в СЭМ при детектировании либо интегрального потока ОРЭ [8–10], либо их энергетических спектров [11, 12]. Этой проблематике посвящен и ряд теоретических исследований [13–15]. В работе [16] предпринята попытка вывести расчетные соотношения сигнала от ОРЭ для многослойных структур, но они носят слишком обобщенный характер.

В настоящей работе приведено более конкретное решение указанной задачи. В заключительной части статьи предложено новое применение метода калибровочной шкалы серого экрана СЭМ с целью определения значений потенциалов поверхности диэлектриков, возникающих при их облучении электронами средних энергий.

2. ОСНОВЫ МЕТОДИКИ

При облучении мишени электронами отраженный поток ОРЭ детектируется полупроводниковыми или сцинтилляционными детекторами, которыми снабжены все современные СЭМ. В общем виде сигнал от ОРЭ выражается формулой:

$$I_s = I_0(1 - \eta_{Si})\eta_s\Omega\left(\frac{E_s}{E_i}\right)F, \quad (1)$$

где I_0 — ток электронного зонда СЭМ; η_{Si} — коэффициент отражения электронов от материала детектора; Ω — телесный угол сбора ОРЭ; η_s — коэффициент обратного рассеяния электронов от образца в данной точке зондирования; E_i — энергия ионизации материала детектора; $\langle E_s \rangle = \epsilon_s E_0$ — средняя энергия ОРЭ в данной точке; ϵ_s — коэффициент отраженной средней энергии ОРЭ; E_0 — энергия первичных электронов; $F = 1 - E_{th}/\langle E_s \rangle$ — функция отклика (аппаратная функция детектора); $E_{th} \approx 1$ кэВ — пороговая энергия отсечки сигнала в детекторе.

В процессе проведения экспериментов сомножитель $I_0(1 - \eta_{Si})\Omega/E_i$ поддерживается постоянным, поэтому выражение (1) можно представить в следующем виде:

$$I_s = C\eta_s\langle E_s \rangle F, \quad (2)$$

где $C = \text{const}$; $\eta_s, \langle E_s \rangle$ — искомые параметры образца, зависящие от композиционной структуры и энергии первичных электронов E_0 .

Чтобы определить эти параметры мы поступаем следующим образом. На первом этапе экспериментов на предметный столик вместе с исследуемым образцом помещают два однородных массивных образца-стандарта с различающимися атомными номерами Z_1 и Z_2 . Эти стандарты выбираются с учетом предварительного рентгено-спектрального микроанализа исследуемого композита. По данным анализа выбираются стандарты с наименьшим атомным номером Z_1 и наиболее высоким номером Z_2 . Это делается для того, чтобы охватить на шкале серого контраста весь диапазон значений сигнала от 0 до 1. При такой установке градации сигнала на экране СЭМ регистрируется перепад сигнала I_s в 2%, что соответствует чувствительности глаза человека различать перепад яркости двух соседних точек на изображениях в 2%. Тогда сигналы I_s с детектора

для двух стандартов при каждой энергии E_0 записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} I_{01}(Z_1, E_0) &= L + K(\eta_{01}\epsilon_{01}F_1); \\ I_{02}(Z_2, E_0) &= L + K(\eta_{02}\epsilon_{02}F_2). \end{aligned} \quad (3)$$

Из этих уравнений по измеренным сигналам I_{01} и I_{02} находим два неизвестных параметра L и K , причем значения $\eta_0(E_0)$ и ϵ_0 определяются по следующим соотношениям [17]:

$$\begin{aligned} \eta_0(Z, E_0) &= \beta[1 - \exp(-0.0066\beta^{-2.5}Z)]; \\ \beta &= 0.4 + 0.065 \ln(E_0); \end{aligned} \quad (4)$$

$$\epsilon_0 = \frac{\langle E \rangle}{E_0} = 0.47(1 + 1.4\eta_0). \quad (5)$$

Что касается аппаратной функции детектора F , то в настоящей работе мы предлагаем новое полуэмпирическое выражение для нее:

$$F = \left[1 - \frac{0.8 + 0.2|\ln \eta|}{\langle E \rangle} \right], \quad (6)$$

отличающееся от выражений в [1, 10, 11] большим соответствием экспериментальным данным.

Выражение (5) получено нами эмпирически на основе уточненных данных работы [18]. Эксперименты проводились на СЭМ LEO-1455 (Zeiss, Германия), снабженном как стандартными детекторами ОРЭ, так и оригинальным высокоэффективным четырехквадрантным Si-детектором, описанным в [19]. Последний позволяет осуществлять дополнительную сепарацию сигналов по углам вылета ОРЭ, что дает представление о средних глубинах отражения электронов под выбранными углами.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ТОЛЩИН НАНОПЛЕНОК И ГЛУБИН ИХ ЗАЛЕГАНИЯ

Приведем конкретные примеры применения описанной выше методики. На рис. 1а приводится снимок тестовой калиброванной структуры, состоящей из Si-подложки, на которую последовательно нанесены 5 пленок Au, толщиной 6, 10, 15, 22 и 28 нм. Профили сигнала I_s , снятые поперек этих полосок при энергии первичных электронов $E_0 = 10$ кэВ, приводятся на рис. 1б. Образцами-стандартами служили подложка Si и массивный стандарт Au. Значения сигналов на шкале серого экрана были равны $I_{01}(\text{Si}) = 0.37$, $I_{02}(\text{Si}) = 0.9$. Согласно уравнениям (3–6) имеем:

$$\begin{aligned} \eta_{01}(\text{Si}) &= 0.186, \quad \epsilon_{01}(\text{Si}) = 0.592; \\ \eta_{02}(\text{Au}) &= 0.496, \quad \epsilon_{02}(\text{Au}) = 0.796; \\ F_1(\text{Si}) &= 0.844, \quad F_2(\text{Au}) = 0.952; \\ I_{01}(\text{Si}) &= 0.37 = L + 0.0929K; \end{aligned} \quad (7)$$

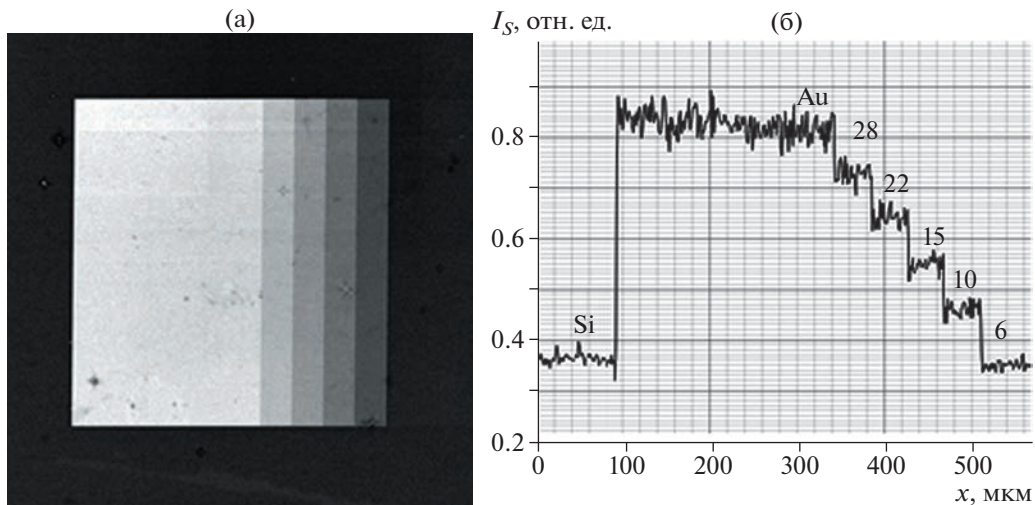


Рис. 1. Изображение (а) и профили сигнала I_s (б) калиброванной тестовой структуры “пленка Au на Si-подложке”. Цифры у кривых – толщина Au-пленки в нанометрах.

$$I_{01}(\text{Au}) = 0.9 = L + 0.376K.$$

Отсюда $K = 1.696$; $L = 0.213$, т.е. выражение для расчета сигнала I_s будет следующим:

$$I_s = 0.213 + 1.696(\eta_{sf}\epsilon_{sf}F), \quad (8)$$

где η_{sf} и ϵ_{sf} относятся к системе “пленка Au–подложка Si”.

Проверим соответствие расчетных и экспериментальных значений сигнала для калиброванного образца. Коэффициент обратного рассеяния электронов η_{sf} для композиции “пленка на подложке” находится из соотношения [20]:

$$\eta_{sf} = \eta_{s0} + (\eta_{f0} - \eta_{s0})\left(\frac{\eta_f}{\eta_{f0}}\right), \quad (9)$$

где η_{s0} – коэффициент обратного рассеяния электронов от массивной подложки, а η_{f0} – от материала массивной покровной пленки и η_f – от пленки. Для рассматриваемого нами примера (пленка Au толщиной d на массивной подложке Si) эти коэффициенты рассчитываются по формуле (5), а сомножитель η_f/η_{f0} в рассматриваемом здесь случае, согласно [18, 21], равен

$$\begin{aligned} \frac{\eta_f}{\eta_{f0}} &= 1 - \exp\left[-A\left(\frac{d}{R_0}\right)^p\right] = \\ &= 1 - \exp\left[-23.7\left(\frac{d}{R_0}\right)^{1.41}\right], \end{aligned} \quad (10)$$

где параметры A и p для Au равны: $A = 23.7$, $p = 1.41$ [21], а глубина пробега R_0 первичных электронов в массивном материале [22] определяется как

$$R_0 = \frac{74E_0^{1.55}}{\rho}, \quad R_0(\text{Au}) = 3.83E_0^{1.55}. \quad (11)$$

В выражении (11) R_0 измеряется в нанометрах, удельная плотность материала мишени ρ – в граммах на кубический сантиметр, E_0 – в килоэлектронвольтах. Для $E_0 = 10$ кэВ и $d_1(\text{Au}) = 6$ нм расчеты дают: $R_0 = 136$ нм; $\eta_f/\eta_{f0} = 0.253$; $\eta_{sf} = 0.267$; $\epsilon_{sf} = 0.646$; $F_1 = 0.888$. В итоге, согласно уравнению (8), $I(d_1) = 0.48$. Экспериментальное значение, согласно рис. 1, $I(d_1) \approx 0.46$, т.е. расхождение расчетных и экспериментальных данных незначительно, в пределах 4%. Аналогичные оценки для $d_5 = 28$ нм дают $I(d_5) = 0.82$ как в эксперименте, так и в расчетах. Таким образом, можно констатировать, что предложенный алгоритм нахождения толщин пленочных покрытий на массивных подложках верен.

Типичные зависимости I_s как функции от E_0 и толщин пленок приведены на рис. 2. С хорошей точностью эти результаты согласуются с аналогичными данными, приведенными в работах [12, 14], но полученными по другим методикам.

Перейдем теперь к анализу многослойных наноструктур, в частности к системам “двойной неомогенный слой на подложках”. Практически эта задача еще не была решена, хотя был предпринят ряд теоретических попыток [12, 13, 16]. Рассмотрим типичный пример такого многослойного образца. Предварительно методом рентгено-спектрального анализа [23] было установлено, что данный образец состоит из массивной подложки Si, на которую последовательно нанесены сначала 4 слоя Ni-пленки различной толщины d_i , а затем 4 слоя Al-пленки также различной толщины t_i . Изображения этого образца, снятые при

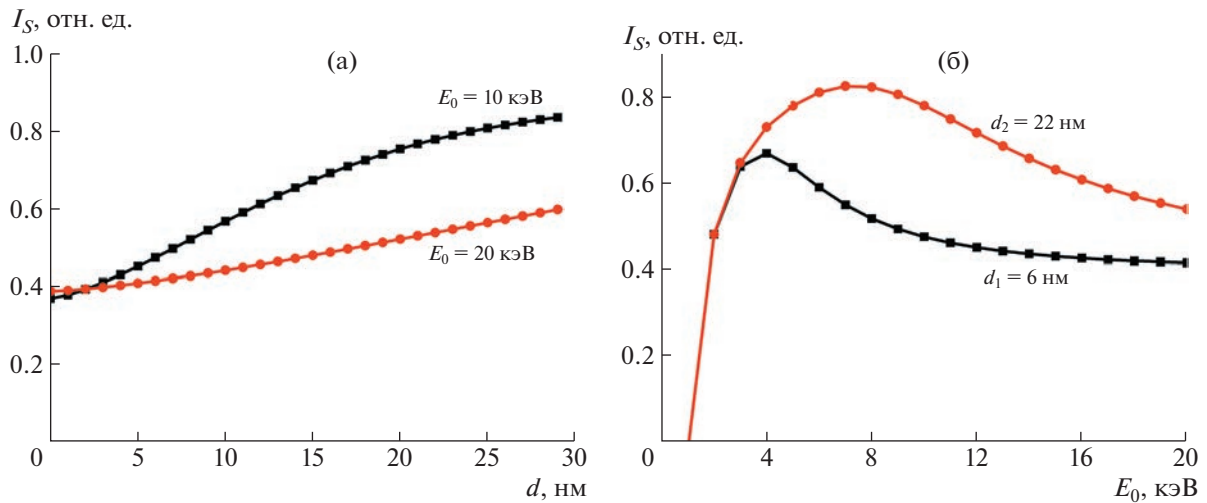


Рис. 2. Зависимости сигнала I_s : **а** — от толщины покровной пленки Au на Si-подложке при различных энергиях E_0 ; **б** — от энергии E_0 при различных толщинах (цифры у кривых) покровной пленки Au на Si-подложке.

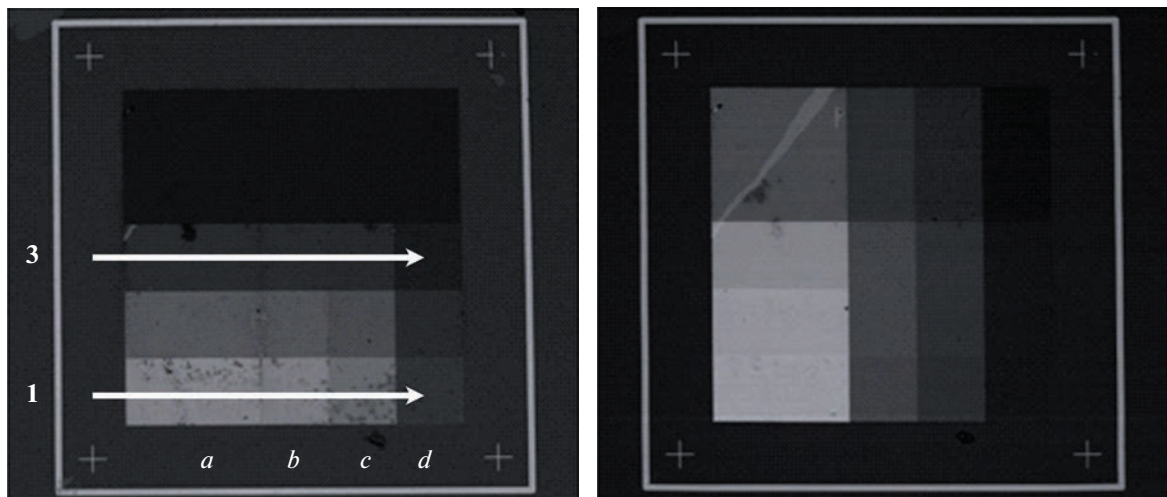


Рис. 3. Изображения многослойной наноструктуры Si–Ni–Al, снятые при энергиях $E_0 = 7$ кэВ (**а**) и 15 кэВ (**б**).

двух энергиях первичных электронов, приведены на рис. 3, а типичные профили детектируемого сигнала I_s , снятые вдоль линии сканирования по оси X , — на рис. 4. По ним определяются значения сигналов I_s в каждой характерной области, т.е. в 16-ти локальных участках наноструктуры. В этом случае все приведенные выше расчетные формулы остаются в силе, но с одной существенной поправкой — в качестве подложки для покровной пленки Al выступает не Si-подложка, а система “пленка Ni на Si-подложке”.

Этот фактор вносит ключевые изменения в расчеты сигнала I_s от многослойной структуры. Прежде всего, необходимо учитывать то важное обстоятельство, что при прохождении слоя t верхней покровной пленки (в данном случае пленки

Al) первичные электроны теряют интенсивность и энергию в указанном слое. Эти потери выражаются коэффициентом прохождения (трансмиссии) электронов η_t и коэффициентом потерь средней энергии этих электронов ϵ_t .

Ослабление потока первичных электронов при прохождении лицевого слоя Al толщиной t описывается соотношениями [18]:

$$\eta_t = \exp \left[-4.6 \left(\frac{t}{R_2} \right)^2 \right]; \quad \epsilon_t = 0.935 \exp \left(-\frac{t}{R_2} \right). \quad (12)$$

Здесь $R_2(\text{Al})$ [нм] = $27.5 E_0^{1.55}$, где E_0 — в килоэлектронвольтах.

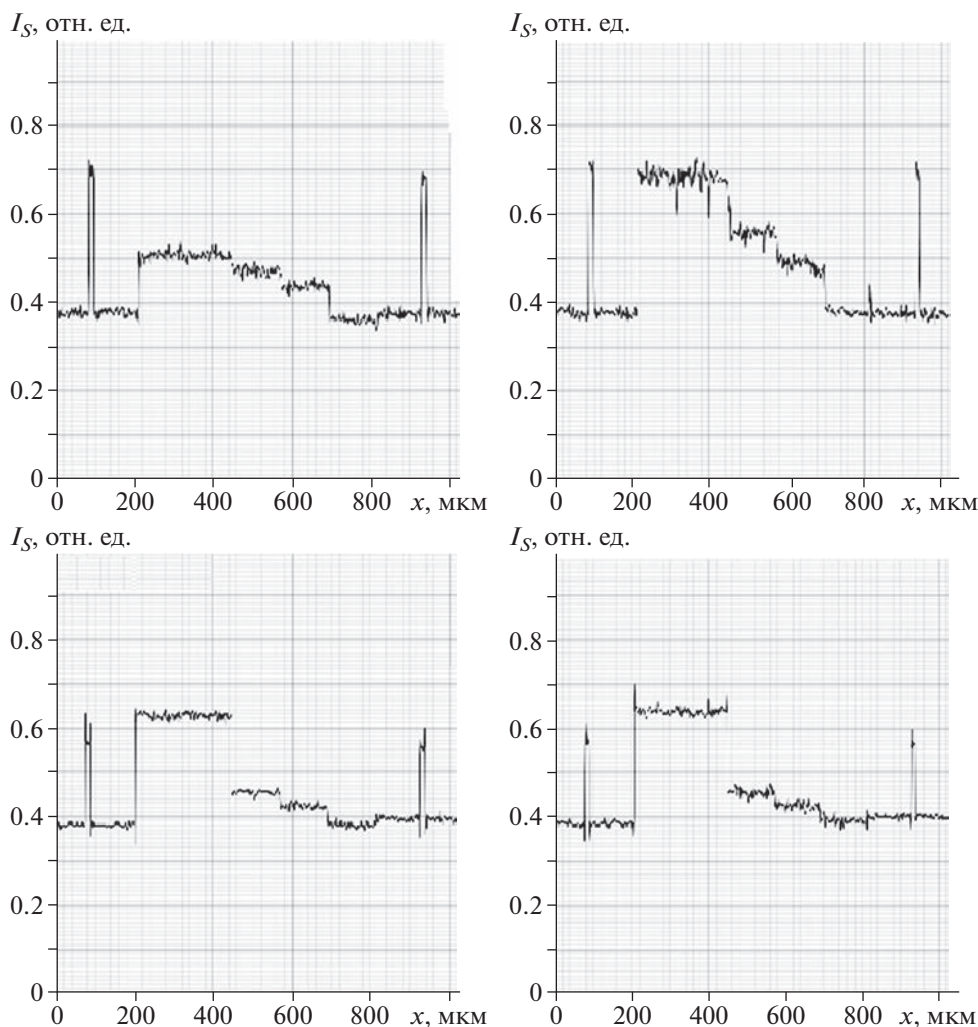


Рис. 4. Профили сигнала I_s многослойной наноструктуры Si–Ni–Al, снятые при энергиях $E_0 = 7$ кэВ (верхний ряд) и 15 кэВ (нижний ряд) вдоль линий $Zabcd$ (слева) и $labcd$ (справа), обозначенных на рис. 3 стрелками.

В результате, например, при $E_{01} = 7$ кэВ имеем для пленки Al толщиной $t = 30$ нм $R_2(\text{Al}) = 561$ нм $\eta_t = 0.987$, $\varepsilon_t = 0.886$. Далее, указанный поток определяет новые коэффициенты ОРЭ в Ni и Si, а также новую глубину R_1 пробега в Ni. С учетом средней энергии падения первичных электронов $E = 0.886 \cdot 7 = 6.06$ кэВ на систему “Si–Ni” эти значения теперь будут равны: $R_1(\text{Ni}) = 79$ нм, $\eta_0(\text{Ni}) = 0.32$, $\eta_0(\text{Si}) = 0.197$.

При этих значениях для $d(\text{Ni}) = 180$ нм получаем, согласно (9):

$$\frac{\eta_f}{\eta_0}(\text{Ni}) = 1 - \exp\left(-6.41\left(\frac{180}{79}\right)^{1.65}\right) = 1;$$

$$\eta_{sf} = 0.197 + (0.32 - 0.197) \cdot 1 = 0.32.$$

Новый коэффициент отражения с учетом коэффициента η_t будет равен

$$\eta'_{sf} = 0.32 \cdot 0.987 + [\eta_0(\text{Al}) - 0.316] \frac{\eta_f}{\eta_0}(\text{Al}),$$

где $\eta_0(\text{Al}) = 0.1836$; $\eta_f/\eta_0(\text{Al}) = 1 - \exp(-4.93(t/R_2)^2) = 0.014$, т.е. $\eta'_{sf} = 0.314$; $\varepsilon'_{sf} = 0.677$; $F' = 0.868$, $S = 0.868 \cdot 0.677 \cdot 0.314 = 0.184$.

Значения сигнала I_s при $E_0 = 7$ кэВ, найденные по образцам-стандартам Si и Ni, определяются по формуле:

$$I_s(7 \text{ кэВ}) = 0.064 + 3.486(\eta'_{sf}\varepsilon'_{sf}F') = 0.064 \cdot 3.4865 \cdot 0.184 = 0.705. \quad (13)$$

Рассчитанное по этой формуле значение $I_s = 0.705$ хорошо коррелирует с экспериментальным значением $I_s = 0.7$.

Указанные оценки проведены для априорно известных значений: $d = 180$ нм и $t = 30$ нм. В общем случае параметры d и t неизвестны, поэтому

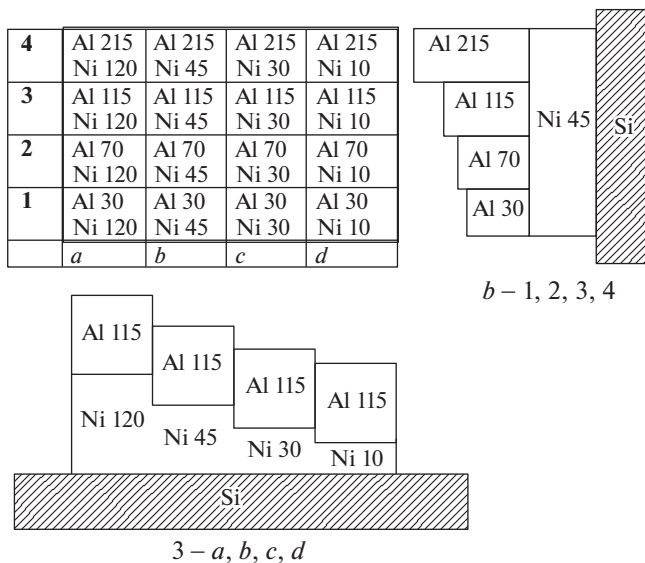


Рис. 5. Значения толщин (в нанометрах) пленок Ni(d) и Al(t) в каждой ячейке многослойного образца.

для их нахождения требуется еще одно уравнение вида (13). Для этого находим сигнал I_s при второй энергии электронов $E_0 = 15$ кэВ:

$$I_s(15 \text{ кэВ}) = -0.14 + 5.706 \cdot S(15 \text{ кэВ}) = 0.64. \quad (14)$$

Решая совместно систему двух уравнений (13) и (14), находим два неизвестных искоемых значения d и t в каждой выбранной локальной области образца. Определенные таким образом значения толщин пленок $d(\text{Ni})$ и $t(\text{Al})$ приведены на рис. 5.

Погрешность определения толщин пленок двухслойной структуры на массивной подложке не превосходит 10%. Отметим, что наши оценки толщин пленок схожей структуры, приведенные в работе [24], дают те же результаты. Результаты, полученные в настоящей работе, отличаются большей точностью, чем опубликованные в работе [25]. Описанный выше прием нахождения глубин и толщин приповерхностных фрагментов может быть экстраполирован и на большее количество слоев.

4. О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛОВ ЗАРЯДКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Предложенная в настоящей работе методика количественных измерений сигнала от ОРЭ в СЭМ может быть распространена на практически важную проблему измерений отрицательных потенциалов заряжающихся при электронном облучении диэлектриков [26]. Уточним и более детально обсудим эту возможность.

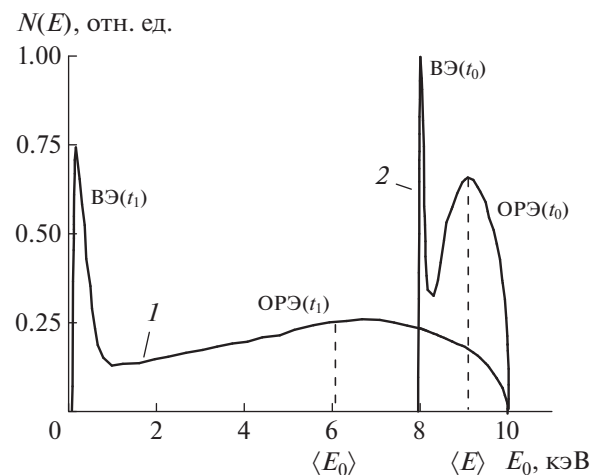


Рис. 6. Качественное представление формы спектров эмитированных электронов (вторичных (ВЭ), обратнорассеянных ОРЭ)) в начальное время облучения (1) и в состоянии равновесия (2).

Рассмотрим вначале решение прямой задачи процесса зарядки диэлектрической мишени на примере облучения SiO_2 электронами с энергией $E_0 = 10$ кэВ. Из работы [27] известно, что этот образец заряжается до равновесного потенциала $V_{s0} = -8$ кВ, в то время как коэффициент вторичной электронной эмиссии δ_0 в сумме с коэффициентом обратного рассеяния электронов η_0 уже в начальные моменты облучения t_1 достигает значения $\delta(t_1) + \eta(t_1) = 1$. В эксперименте образец размером 100×100 мкм облучался током первичных электронов $I_0 = 1$ нА.

Качественный спектр эмитированных электронов для незаряженного диэлектрика в начальное время облучения t_1 представлен на рис. 6 (кривая 1). По мере отрицательной зарядки поверхности над образцом образуется электрическое поле E , которое, с одной стороны, тормозит первичные электроны, уменьшая их энергию до $E_L(t) = E_0 - qV_S(t)$, а с другой стороны, увеличивает энергию эмитированных электронов (вторичных электронов (ВЭ) и ОРЭ) на ту же величину. В итоге при достижении равновесного состояния зарядки через время облучения t_0 форма спектра эмитированных электронов $N(E)$ трансформируется, приобретая вид кривой 2 на рис. 6.

Калибровка шкалы серого экрана СЭМ в условных единицах сигнала I_s от 0 до 1 проводится по приведенной ранее формуле $I_{Si} = L + K(\eta \epsilon F)$. Первое значение I_s берется для незаряженного образца, т.е. в начальный период облучения t_1 , когда $V_S \approx 0$. Второе значение I_{s2} берется при наступлении равновесного состояния зарядки через время t_0 , когда $V_S = V_{s0}(t_0)$. Такая калибровка пригодна

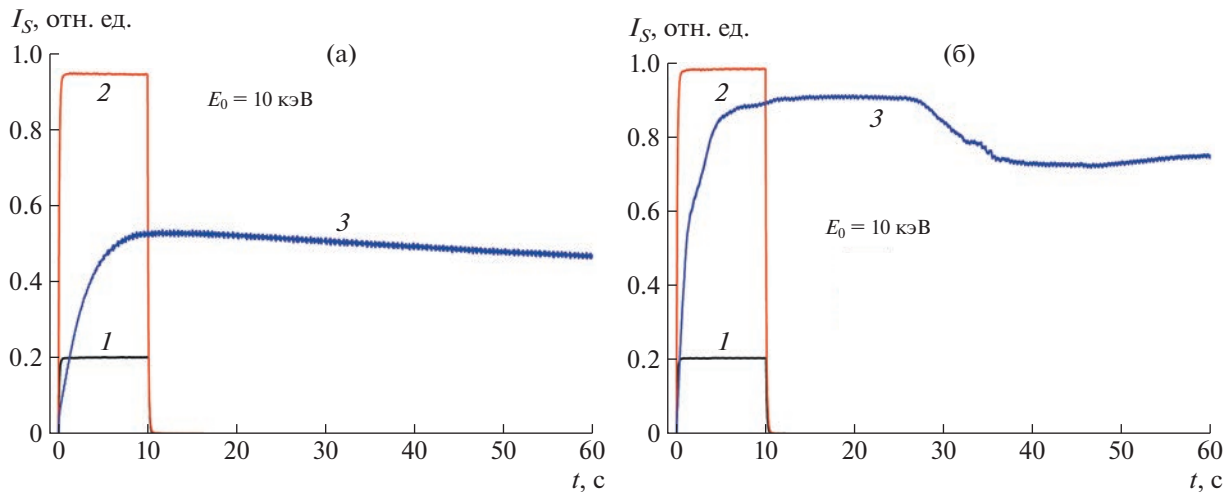


Рис. 7. Экспериментальное измерение сигнала с детектора отраженных электронов I_s в процессе зарядки диэлектриков SiO_2 (а) и ПТФЭ (б) электронным пучком с энергией 10 кэВ и током 100 пА. Площадь облучения 100×100 мкм². 1 и 2 – сигналы от Al при энергии первичных электронов $E_0 = 10$ кэВ и токах 100 и 500 пА соответственно, 3 – сигнал от диэлектриков при токе 100 пА.

для решения прямой задачи, когда величина V_{S0} априори известна.

Рассмотрим этот случай для SiO_2 ($\bar{Z} = 10$) при $E_0 = 10$ кэВ для начального времени облучения $t_1 = 1$ с, когда $V_S = 0$ и энергия падающих электронов $E_L = E_0$. Расчетные параметры следующие: $\eta_{01}(t \approx 0) = 0.14$; $\epsilon_{01} = 0.562$; $F_{01} = 0.788$, $I_1 = 0.1$ (рис. 7а), поэтому первое уравнение для сигнала имеет вид

$$\begin{aligned} I_1 = 0.1 &= L + KS_1 = \\ &= L + K(\eta_{01}\epsilon_{01}F_{01}) = L + 0.0638K. \end{aligned}$$

Второе уравнение для сигнала I_2 получаем для случая равновесной зарядки при $t = t_0$, когда $V_{S0} = -8$ кэВ, т.е. при реальной энергии падающих электронов $E_L = E_0 - qV_{S0} = 2$ кэВ. Теперь имеем следующие параметры для ОРЭ: $\eta_{02} = 0.175$; $\epsilon_{02} = 0.585$; $F_{02} = 0.836$. Для ускоренных ВЭ имеем соответственно $\delta = 1 - 0.175 = 0.825$; $\epsilon_{SE} = 0.8$; $F_{SE} = 0.9$. Для упрощения расчетов усредним эти параметры, в результате чего получим $\eta = 1$; $\bar{\epsilon} = 0.6925$; $\bar{F} = 0.868$, т.е. $\bar{S} = 0.6$ и в итоге $I_2(t_0) = 0.5 = L + 0.6K$.

Из значений I_1 и I_2 получаем $L = 0.07$, $K = 0.746$, тогда расчетная формула принимает вид $I_s = 0.07 + 0.746(\eta\epsilon F)$, что дает расчетное значение $I_s = 0.517$, которое совпадает с экспериментом (рис. 7а). Аналогичный результат получается и при исследовании зарядки политетрафторэтилена (ПТФЭ) (рис. 7б).

Значительно более сложным является решение обратной задачи: как по измеренным экспе-

риментальным сигналам I_s определить неизвестную величину V_S ? Для решения этой задачи можно откалибровать шкалу серого по сигналам с металлической мишени ($V_S \equiv 0$) при различных токах зонда I_0 . Результаты калибровочных экспериментов приведены на рис. 7. Например, для $E_0 = 10$ кэВ значения сигнала от Al-мишени равны: $I_1 = 0.2$ для $I_0 = 100$ нА и $I_2 = 0.95$ для $I_0 = 500$ нА. Соответствующие уравнения сигналов имеют вид:

$$\begin{aligned} I_1 = 0.2 &= L + 0.0823K; \\ I_2 = 0.95 &= L + 0.875K, \end{aligned} \quad (15)$$

где $S_1 = 0.0823 = 0.175 \cdot 0.585 \cdot 0.804$; $S_2 = 0.4115 = 0.175 \cdot 0.8 \cdot 0.94$. Отсюда $K = 2.28$, $L = 0.012$ и расчетная формула:

$$I_s = 0.012 + 2.28(\eta\epsilon F). \quad (16)$$

Следуя этой формуле, получаем для равновесного состояния при $qV_S = 8$ кэВ, $S = 0.6$, $I_s = 1.38$, т.е. ожидаемый сигнал намного больше измеренного сигнала $I_s(\text{SiO}_2) = 0.51$ (см. рис. 7). Это разительное отличие является следствием паразитного эффекта ухода большей части отраженных электронов в мертвую центральную зону детектора ОРЭ. Соответственно, на рабочую поверхность детектора падает только 37% от всего отраженного потока электронов. Причиной тому является эффект фокусировки отраженных электронов в локальном электрическом поле заряженного участка поверхности мишени. Этот эффект наглядно демонстрирует рис. 8, где приводятся расчетные траектории вторичных электронов над заря-

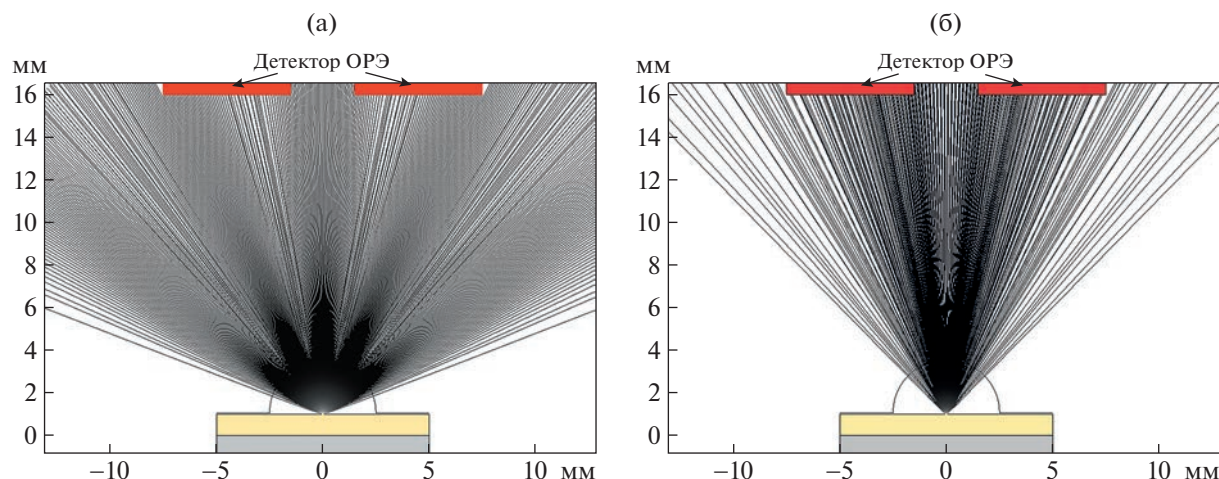


Рис. 8. Расчетные траектории вторичных электронов над поверхностью заряжающегося диэлектрика в начальный момент зарядки (потенциал принят равным -10 В) (а) и в равновесном состоянии (б), когда потенциал поверхности -8 кВ. Детектор отраженных электронов размещен в верхней части области моделирования (изображен красным цветом). Над образцом, как и в экспериментах, находится заземленная сетка диаметром 8 мм.

женным образом в геометрии наших экспериментов. С помощью программы Comsol Multiphysics рассчитывались эквипотенциальные линии, а исходя из их распределения, — траектории электронов.

Для практической реализации описанного выше метода оценки потенциалов необходимо реализовывать новую постановку экспериментов, сводящую влияние вышеуказанного паразитного фактора к минимуму. Эта задача пока не решена, работы продолжаются.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 23-22-00083).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reimer L. Scanning Electron Microscopy. Physics of Image formation and Microanalysis. 2-d ed. Berlin: Springer, 1998.
2. Sercel P.C., Lebens J.A., Vahala K.J. // Review of Scientific Instruments. 1989. V. 60. № 12. P. 3775. <https://doi.org/10.1063/1.1140489>
3. Guritagaitia A., Rosenkranz R., Löffler M., Clausner A., Standke Y., Zschech E. // Ultramicroscopy. 2018. V. 195. P. 47. <https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2018.08.026>
4. Müller E., Gerthsen D. // Ultramicroscopy. 2017. V. 173. P. 71. <https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2016.12.003>
5. Sánchez E., Torres Deluigi M., Castellano G. // Microscopy Microanal. 2012. V. 18. P. 1355. <https://doi.org/10.1017/S1431927612013566>
6. Hyonchol Kim, Tsutomu Negishi, Masato Kudo, Hiroyuki Takei, Kenji Yasuda // Journal of Electron Microscopy. 2010. V. 59. № 5. P. 379. <https://doi.org/10.1093/jmicro/dfq012>
7. Zhang H.R., Egerton R.F., Malac M. // Micron. 2012. V. 43. P. 8. <https://doi.org/10.1016/j.micron.2011.07.003>
8. Niedrig H.J. // J. Applied Physics. 1982. V. 53. № 4. P. R15. <https://doi.org/10.1063/1.331005>
9. Wilson D.J., Curzon A.E. // Thin Solids Films. 1988. V. 165. № 1. P. 217. [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(88\)90692-X](https://doi.org/10.1016/0040-6090(88)90692-X)
10. Зайцев С.В., Купреенко С.Ю., Рау Э.И., Татаринцев А.А. // ПТЭ. 2015. № 6. С. 51. <https://doi.org/10.7868/S0032816215060129>
11. Купреенко С.Ю., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Тага-ченков А.М., Татаринцев А.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. № 10. С. 101. <https://doi.org/10.1134/S1063784215100205>
12. Афанасьев В.П., Капля П.С., Костановский И.А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2013. № 2. С. 30. <https://doi.org/10.7868/S0207352812080045>
13. Мухеев Н.Н. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2020. № 12. С. 70. <https://doi.org/10.31857/S1028096020120201>
14. Dapor M., Bazzanella N., Toniutti L., Miotello A., Crivellari M., Gialanella S. // Surf. Interf. Anal. 2013. V. 45. P. 677. <https://doi.org/10.1002/sia.5144>
15. Assa'd A.M.D. // Applied Physics A. 2018. V. 124. P. 699. <https://doi.org/10.1007/s00339-018-2073-8>
16. August H.-J., Wernisch J. // J. Microscopy. 1990. V. 157. № 2. P. 247. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2818.1990.tb02962.x>

17. *Staub P.-F.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 1533.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/27/7/030>
18. *Fitting H.J.* // J. of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. 2004. V. 136. № 3. P. 265.
<https://doi.org/10.1016/j.elspec.2004.04.003>
19. *Rau E.I., Karaulov V.Yu., Zaitsev S.V.* // Review of Scientific Instruments. 2019. V. 90. № 2. P. 023701.
<https://doi.org/10.1063/1.5054746>
20. *De Nee P.B.* Scanning Electron Microscopy. S.E.M. Inc. / Ed. O'Hare. NY.: 1978. V. 1. P. 741.
21. *Забродский В.В., Зайцев С.В., Караулов В.Ю., Рау Э.И., Смоляр В.А., Шерстнёв Е.В.* // Изв. РАН. Сер. физич. 2019. Т. 83. № 11. С. 1488.
22. *Cosslett V.E., Thomas R.N.* // British J. Appl. Phys. 1964. V. 15. № 8. P. 883.
<https://doi.org/10.1088/0508-3443/15/8/303>
23. *Бакалейников Л.А., Домрачева Я.В., Заморянская М.В., Колесникова Е.В., Попова Т.Б., Флегонтова Е.Ю.* // Физика и техника полупроводников. 2009. Т. 43. № 4. С. 568.
24. *Hejna J.* // Scanning. 1992. V. 14. P. 256.
<https://doi.org/10.1002/sca.4950140503>
25. *Рау Э.И., Зайцев С.В., Караулов В.Ю.* // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 23. С. 22.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2022.23.53947.19361>
26. *Рау Э.И., Татаринцев А.А., Купреенко С.Ю., Зайцев С.В., Подбужий Н.Г.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. № 10. С. 69.
<https://doi.org/10.7868/S0207352817100110>
27. *Рау Э.И., Татаринцев А.А.* // Физика твердого тела. 2021. Т. 63. № 4. С. 483.
<https://doi.org/10.21883/FTT.2021.04.50713.246>

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ
ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СЧЕТЧИКА КОРРЕЛЯЦИЙ© 2023 г. М. В. Казачек^{а,*}^аТихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН
Россия, 690041, Владивосток, ул.Балтийская, 43

*e-mail: mihail@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 22.12.2022 г.

После доработки 02.02.2023 г.

Принята к публикации 03.02.2023 г.

Систематическая ошибка измерения длительности вспышек счетчиком корреляций, построенным нами ранее на основе цифрового осциллографа и компьютера, уменьшена на 1–2 нс путем математической обработки входных импульсов и коррекции времен их регистрации. Разброс измерения длительности и задержки вспышек не меняется при включении коррекции. Методика протестирована на модельных вспышках, уточнено время вспышек сонолюминесценции. Счетчик может применяться для измерения других быстропротекающих событий, например в ядерной физике.

DOI: 10.31857/S003281622304002X, EDN: SUKBHP

Длительность быстропротекающих процессов, сопровождающихся излучением квантов, измеряется с помощью аналоговых и цифровых устройств, использующих статистические свойства сигнала, — счетчиков корреляций. Нашей целью было уточнить длительность вспышек сонолюминесценции, измеряемую счетчиком корреляций, созданным нами на основе цифрового осциллографа и компьютера [1, 2]. Явление сонолюминесценции описано, например, в работах [3, 4]. Разрешения 2 нс достаточно для измерения длительности вспышек светодиодов и в некоторых режимах многопузырьковой сонолюминесценции [1], но не хватает для измерения таких режимов сонолюминесценции, где длительность вспышек 60–250 пс [5].

В данной работе вспышки анализировали с помощью фотоумножителей (ФЭУ-100, ФЭУ-79, ФЭУ-130, ФЭУ-84), работающих в режиме счета фотонов. Два ФЭУ подключены к двум входам осциллографа RIGOL DS1104, в цепи одного канала стоит линия задержки. Анодной нагрузкой ФЭУ служит низкоомный подстраиваемый резистор (100 Ом). В большинстве тестов использована пара ФЭУ-100–ФЭУ-79, питающее напряжение 1700 В. Осциллограф оцифровывает амплитуду в масштабе ~0.07 мВ на точку при размахе шкалы 256 точек (1 байт). Шумовые импульсы имеют амплитуду до 10 точек, полезные ограничиваются порогом 15–20 точек, задаваемым в программе. Осциллограф оцифровывает время с шагом 2 нс на точку. В считываемых сигналах вы-

деляли импульсы и получали корреляционные функции [1, 4]. Если импульсы следовали пакетами, то корреляционная функция имела вид пика. Ширину вспышки (пакета) W получали как ширину на полувысоте гауссова заполнения корреляционного пика. Ширина вспышки связана с длительностью соотношением $W = T\sqrt{2}$ [4]. В измеряемую ширину W вносит вклад “собственная ширина” — систематическая ошибка W_0 и случайная ошибка W_1 : $W^2 = W_{\text{ист}}^2 + W_0^2 + W_1^2$, где $W_{\text{ист}}$ — истинная ширина. Полагаем, что $W_0^2 = W_{\text{оц}}^2 + W_{0i}^2 + W_{0j}^2$, где $W_{\text{оц}}$ — ширина, вносимая оцифровкой; W_{0i} , W_{0j} — ширины, вносимые каждым из двух ФЭУ. Для улучшения временных характеристик прибора надо найти и уменьшить W_0 и W_1 . Заметим, что если точно знать W_0 , то решающую роль будет играть W_1 .

В работе [1] дискретное время n прихода импульса определялось по пересечению передним фронтом заданного порога g : условия $f(n-1) \geq g$ и $f(n) < g$. Здесь f — сигнал, отрицательные импульсы от ФЭУ, вызванные фотонами на фотокатоде. Математические способы коррекции времени регистрации импульса в счетчиках корреляций хорошо описаны в работе [6]. Это учет максимума импульса, центра масс импульса, сравнение импульса с образцом, несколько вариантов интерполяции переднего фронта и др. [6]. Отмечено, что можно получить разрешение по времени вдвое меньшее, чем шаг оцифровки.

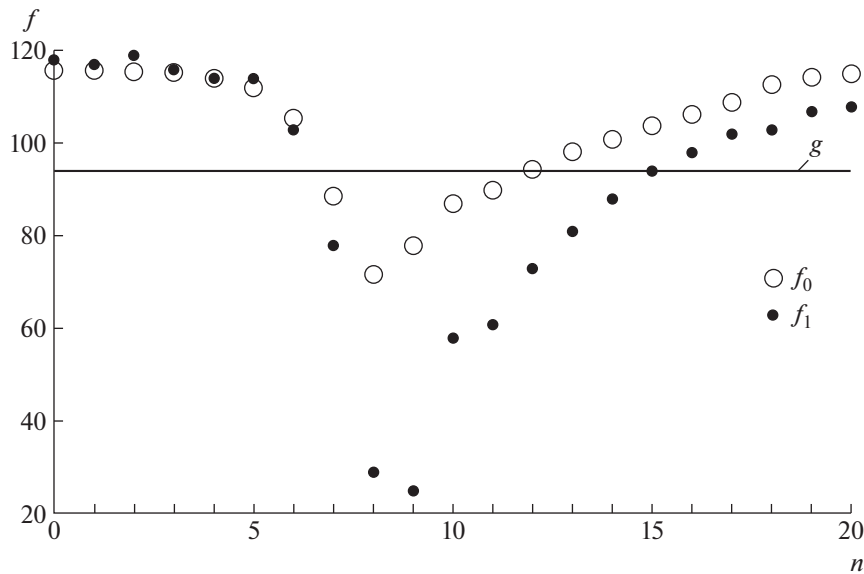


Рис. 1. Образцовый усредненный импульс f_0 и очередной импульс f_1 в дискретной шкале времени n и амплитуды f , порог g .

В работе были применены четыре способа коррекции: Φ — сравнение импульса с образцом усредненной формы, A — коррекция момента пересечения порога по амплитуде импульса, Γ — сравнение переднего фронта с образцом, D — поправка по двум точкам фронта сигнала и образца. Во всех случаях для уточнения t_i импульса i к целому числу временных интервалов n_i прибавлялось дробное число вычисленной коррекции k_i :

$$t_i = n_i + k_i, \quad (1)$$

после чего t умножалось на m и округлялось до целого. Как показали опыты, значения k имеют разный знак и часто $|k| > 0.5$, поэтому улучшения разрешения по времени следует ожидать даже при $m = 1$. Практически мы использовали величины растяжки m до 10.

Поясним алгоритмы на примере рис. 1. Усредненный образец f_0 пересекает порог g при $n = 7$. Импульс f_1 также регистрируется в момент $n = 7$. Видно, что он сдвинут вправо относительно образца f_0 , и его амплитуда a_1 примерно вдвое больше амплитуды образца a_0 . Для коррекции Φ мы нормируем импульсы, вычисляем среднеквадратичное отклонение по оси f импульса от образца (в нашем случае по 20 точкам, это примерно полная ширина импульса), сдвигаем его в разные стороны на переменную k с уменьшающимся шагом, используя метод золотого сечения. Через несколько итераций сдвиг становится достаточно мал, и мы получаем величину коррекции k , дающую минимум среднеквадратичного отклонения. Для коррекции A мы используем формулу $k = 0.36w(1 - a_0/a_1)$, где w — ширина пика на полу-

высоте. Эта формула хорошо аппроксимирует зависимость сдвига положения пика от отношения амплитуд модельных импульсов гауссовой формы. Для коррекции Γ мы применяем итерационную процедуру, подобную Φ , но только по переднему фронту до максимума импульса. Для коррекции D по двум точкам 6 и 7 мы применяем формулу $k = (f(6) - g)/(f(6) - f(7)) - (f_0(6) - g)/(f_0(6) - f_0(7))$, используя соотношение подобия треугольников.

Алгоритмы протестированы в трех сериях измерений: вспышек светодиода, “синхронных импульсов”, сонолюминесценции. Эффективность коррекций оценивали по уменьшению измеряемых ширин вспышек по сравнению с некорректированными и увеличению ширин при намеренном изменении знака коррекции k с плюса на минус в формуле (1).

Вспышки светодиода (зеленый, InGaN типа BL-L333PGC) измерялись от генератора DG4062 в режиме импульсов, длительность 18 нс (фронты 11 нс), амплитуда 11 В. На светодиод подан разнополярный электрический импульс, и порог возникновения свечения достигается на части его ширины, поэтому $W \sim 10$ нс. На рис. 2 показаны ширины вспышек, измеренные без коррекции (точка на вертикальной оси) и с коррекциями Φ , A , Γ , D , с положительными и отрицательными значениями k . Видно, что коррекции с правильным знаком уменьшают измеряемую ширину вспышки, а с неправильным — увеличивают ее примерно вдвое. Лучше всех работает коррекция Φ , она уменьшает W приблизительно на 1 нс. На рис. 3 показаны ширины вспышек, измеренные с

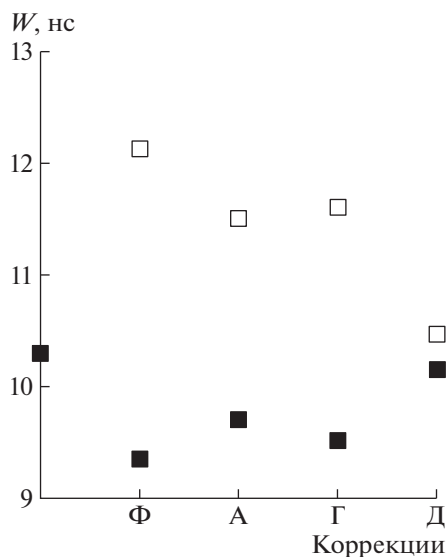


Рис. 2. Ширина вспышки светодиода без коррекции (точка на вертикальной оси) и с разными видами коррекций: Ф, А, Г, Д; $m = 3$; темные точки – положительный знак коррекции, светлые точки – отрицательный.

коррекцией Ф с разными значениями m , также с положительными и отрицательными значениями k . Результаты при $m = 10$ не сильно отличались от результатов при $m = 5$. Видно, что достаточно использовать $m = 2$. Очевидно, $W_0 \ll 9.3$ нс.

Положение пика корреляций определяется длиной линии задержки. При включении коррекции оно изменялось в пределах 2 нс. В нашем случае эта величина не существенна, но она имеет большое значение при измерении относительных задержек вспышек.

Случайная ошибка W_1 оценена как среднее отклонение W в сериях по 20-ти измерениям вспышек светодиода. При увеличении длительности каждого измерения в 4 раза W_1 уменьшалась приблизительно в 2 раза, что соответствует статистической закономерности. При числе корреляций в пике порядка 1300 на измерение (амплитуда корреляционного пика порядка 220) среднее отклонение ширины пика составило $W_1 \sim 0.2$ нс, положения пика – $W_1 \sim 0.1$ нс. При дальнейшем накоплении измерений величина W_1 уменьшалась, по нашей оценке, до значений $W_1 < 0.1$ нс. Величина W_1 не зависела от включения коррекции.

“Синхронные импульсы” измерялись при подключении ФЭУ к одному каналу осциллографа и, через линию задержки, к другому. Собственная нестабильность ФЭУ в данном эксперименте не учитывалась, оценивалась только нестабильность цепей оцифровки $W_{0ц}$. На рис. 4 показаны ширины корреляционных пиков, измеренные с разными коррекциями и разным пара-

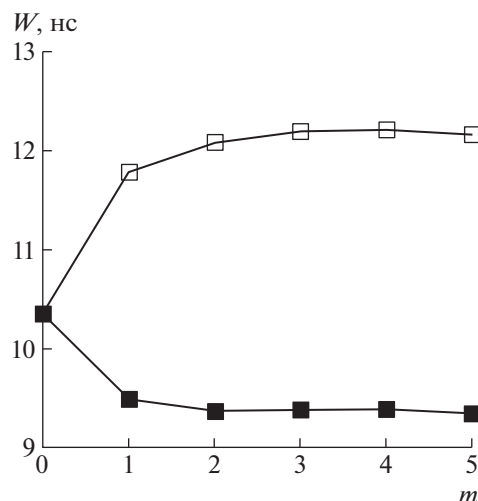


Рис. 3. Ширина вспышки светодиода без коррекции ($m = 0$) и с коррекцией Ф с разными m ; темные точки – положительный знак коррекции, светлые точки – отрицательный.

метром m . При использовании коррекций Ф, Г, Д величины $m = 4$ достаточно. Без коррекции (точка на вертикальной оси) $W_{0ц} = 1.7$ нс, с коррекцией Ф $W_{0ц} = 0.6$ нс.

Сонолюминесценция (длины волн 300–500 нм) получена от воды, насыщенной аргонном, при частоте ультразвука 20 кГц и мощности 16 Вт. На рис. 5 показаны измеренные ширины W вспышек сонолюминесценции без коррекции (точка на вертикальной оси) и с коррекциями. Измеренная W , а значит, и собственная ширина, вносимая счетчиком W_0 , уменьшается при включении коррекции Г или Ф приблизительно на 2 нс до значений $W_0 < 2.5$ нс.

Собственную ширину W_0 , вносимую счетчиком, можно непосредственно измерить на вспышках заведомо меньшей, чем W_0 , ширины, например, от однопузырьковой сонолюминесценции или пикосекундного лазера. Однако проблема поиска таких источников света вынуждает применять иные способы калибровки нашего счетчика корреляций. Имея несколько пар ФЭУ, можно измерить ширину W_{ij} одного и того же процесса, где i, j – номера ФЭУ. Задача сводится к решению системы неоднородных линейных уравнений $W_{ij}^2 = W_{ист}^2 + W_{0ц}^2 + W_{0i}^2 + W_{0j}^2$, если пренебречь W_1 . При числе ФЭУ больше трех число уравнений оказывается больше числа неизвестных. Такая система не решается однозначно. Полагая $W_{ист}^2 + W_{0ц}^2 = 0$ и решив систему уравнений, оценим верхнюю границу W_{0i} для каждого ФЭУ (табл. 1). Лучшими оказались ФЭУ-79, менее пригодны ФЭУ-100, ФЭУ-130 и ФЭУ-84. Задава-

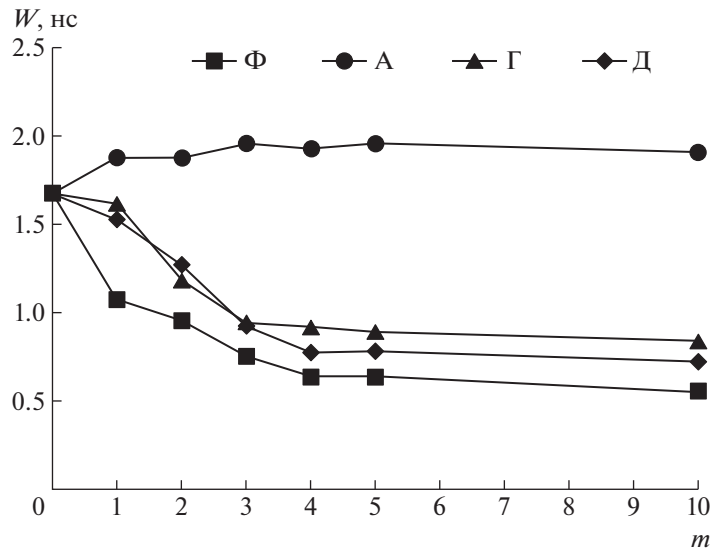


Рис. 4. Ширина пика корреляционной функции “синхронных импульсов” без коррекции ($m = 0$), с разными коррекциями и m .

ясь величиной $W_{\text{ист}} = 0.25$ нс, полученной для схожих условий сонолюминесценции [7], и $W_{0\text{ц}}$, найденной выше, можно уточнить $W_{0\text{г}}$. По нашей оценке, ширина вспышки сонолюминесценции воды менее 1 нс.

Как отмечено в работе [4], медленный канал связи осциллографа с компьютером приводит к временной эффективности счетчика 0.1%. Проблема частично решена в осциллографах, имеющих встроенный жесткий диск. Для того чтобы не пересылать неинформативные массивы сигнала,

целесообразно дать рекомендации разработчикам цифровых осциллографов. Как из имеющихся функций осциллографа получить корреляционный анализ? Какие функции добавить в осциллограф? Обратит внимание на условия триггерирования. В осциллографе RIGOL DS1104 есть опциональный триггер по величине задержки импульса в разных каналах, это может позволить получать корреляции по частоте триггерных событий от величины задержки. Наиболее важна возможность вычислять времена между импульсами и накапливать их в памяти осциллографа.

Предложена методика математической обработки импульсов и коррекции времен их регистрации. При этом систематическая погрешность, вносимая счетчиком корреляций, уменьшается на 1–2 нс. Применен оригинальный способ сравнения позитивного и негативного действия коррекции. Коррекция, включающая обработку нескольких точек сигнала (по форме импульса, по фронту импульса), более эффектив-

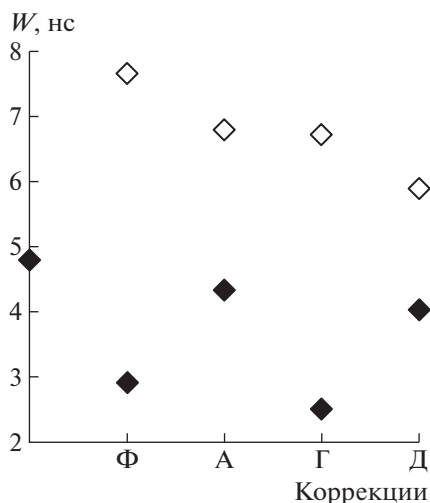


Рис. 5. Ширина вспышки при сонолюминесценции воды без коррекции (точка на вертикальной оси) и с разными видами коррекций: Ф, А, Г, Д; $m = 2$; темные точки — положительный знак коррекции, светлые точки — отрицательный.

Таблица 1. Верхняя оценка собственной ширины, вносимой ФЭУ, по измерениям сонолюминесценции воды (использовано по два экземпляра ФЭУ-100 и ФЭУ-79)

i	Тип ФЭУ	$W_{0\text{г}}$, нс
1	ФЭУ-100	<2.5
2	ФЭУ-100	<2.7
3	ФЭУ-79	<1.1
4	ФЭУ-79	<1.6
5	ФЭУ-130	<3.6
6	ФЭУ-84	<4.1

на, чем коррекция, берущая в расчет только 1–2 точки (амплитуду импульса или анализ момента пересечения порога).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания, регистрационный номер: АААА-А20-120021990003-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Казачек М.В., Гордейчук Т.В.* // ПТЭ. 2019. № 1. С. 28. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010117>
2. *Казачек М.В.* Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018619059 // Оubl. 27.07. 2018.
3. *Walton A.J., Reynolds G.T.* // *Advances in Physics*. 1984. V. 33. № 6. P. 595. <https://doi.org/10.1080/00018738400101711>
4. *Гордейчук Т.В., Казачек М.В.* // *Оптика и спектроскопия*. 2020. Т. 128. № 10. С. 1492. <https://doi.org/10.21883/OS.2020.10.50020.169-20>
5. *Gompf B., Gunter R., Nick G., Pecha R., Eisenmenger W.* // *Physical Review Letters*. 1997. V. 79. № 7. P. 1405.
6. *Aavikko R.* Thesis ...Doctor from the Helsinki University of Technology. Speciality: Science in Technology. Helsinki, Finland. 2006. P. 17.
7. *Ko I., Kwak H.-Y.* // *Journal of Physical Society of Japan*. 2010. V. 79. № 12. P. 124401. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.79.124401>

УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНТАКТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2023 г. А. В. Костановский^{а,*}, М. Г. Зеоудинов^{а,**},
А. А. Пронкин^а, М. Е. Костановская^а

^аОбъединенный институт высоких температур РАН
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

*e-mail: kostanovskiy@gmail.com

**e-mail: mz64@mail.ru

Поступила в редакцию 16.12.2022 г.

После доработки 20.02.2023 г.

Принята к публикации 08.03.2023 г.

Описана установка для определения контактного электрического сопротивления, измеряемого с использованием двух поверхностных точечных потенциальных зондов, установленных на одинаковом расстоянии от контактной поверхности. Общее число парных зондов, расположенных на различном расстоянии от контактной поверхности, равно четырем. Диапазон температуры отнесения составляет 380–1500 К. Измерения могут проводиться в вакууме и на воздухе. Установка позволяет исследовать контактное сопротивление при постоянном токе, сила тока может меняться от 20 до 120 А. Первые тестовые эксперименты показали, что смена полярности тока не влияет на вольт-амперную характеристику, измеренную как на монолитном образце, так и на образце, имеющем одну неподвижную контактную поверхность.

DOI: 10.31857/S0032816223050300, EDN: LDRYZC

ВВЕДЕНИЕ

Контактное электрическое сопротивление изучается на протяжении почти ста лет. За это время опубликовано несколько монографий [1–3], в которых основное внимание уделяется механической трактовке физики контактного сопротивления, основанной на видах шероховатости поверхности, изменению контактного сопротивления при внешней нагрузке, поиску зависимости реальной площади контакта от площади соединяемых образцов, описанию материалов, которые встречаются в контактных элементах, и их свойств [3]. При этом экспериментальным исследованиям уделяется крайне мало внимания, сравнительный анализ полученных эмпирических результатов не проводится. Первые эксперименты, посвященные измерению контактного электрического сопротивления (КЭС), проводились, по-видимому, в начале прошлого века и получили развитие при изучении процесса сварки [1]. В более поздний период времени интерес к физике КЭС стимулировался научно-исследовательскими работами в области микроэлектроники, где используются многослойные покрытия, и экономико-технологическими задачами передачи энергии в сетях постоянного и переменного тока [2, 4]. Необходимо отметить, что до сих пор понятие “кон-

тактное электрическое сопротивление”, которое возникает в месте соприкосновения двух образцов, составленных из разных или одинаковых материалов, трактуется по-разному, что проявляется в размерности этой величины. Используются размерность удельного электрического сопротивления ом-метр [5], размерность сопротивления ом [1, 3, 6] и размерность ом-квадратный метр (сопротивление умножается на площадь контакта) [7, 8]. Данное обстоятельство затрудняет сравнительный анализ полученных результатов. Изучение КЭС проводится в двух направлениях — подвижные и неподвижные контакты. Мы ограничим свое рассмотрение случаем неподвижного КЭС. Неподвижные контакты, как правило, изучают на примере одной контактной поверхности, но известны работы [5, 7], в которых были исследованы многослойные образцы. Критический анализ результатов работы [5] мы провели в работе [9].

Рассмотрим основные недостатки экспериментальной реализации измерения КЭС. В нашей стране первые патенты относятся к прошлому веку [10–12] и посвящены способам фиксации образца в пространстве и подведения к нему электрического тока, а также решению задачи осуществления внешней нагрузки на контактную поверхность. И в патентах, и в научных статьях,

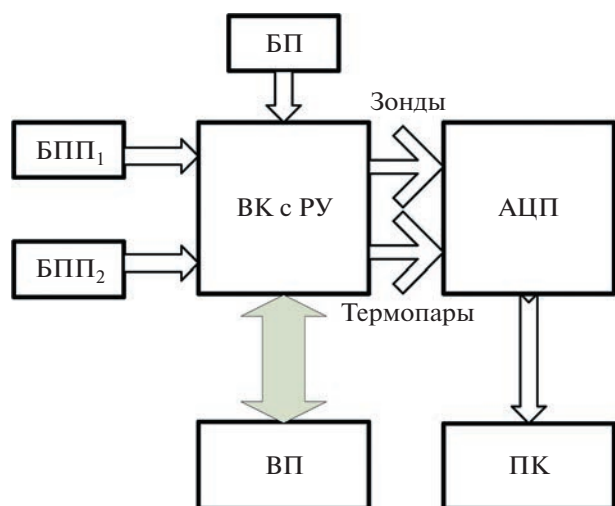


Рис. 1. Принципиальная схема установки. ВК — вакуумная камера; РУ — рабочий участок; ВП — вакуумный пост; БП — основной блок питания; БПП₁ и БПП₂ — дополнительные блоки питания для выравнивания поля температур по длине образца; АЦП — аналого-цифровой преобразователь для измерения падения напряжения между зондами и значений термо-ЭДС термопар; ПК — персональный компьютер.

как правило, применялись вертикальное расположение образца, прямое пропускание тока и схема измерения падения напряжения между двумя точечными поверхностными потенциальными зондами. Чаще всего использовался образец в форме сплошного цилиндра, размеры которого не могут реализовать равномерное распределение температуры T по его длине. В работе [6] исследовался образец диаметром 7.5 мм и длиной 6.0 мм, в работе [7] — диаметром 10 мм и длиной 1.0 мм. В работе [13] рассматривались разные материалы, диаметр образцов составлял 8–16 мм, а длина 20–50 мм. Правильным решением считаем использование протяженных образцов (отношение длины к диаметру порядка 10) с целью получения изотермического участка и организации контактной поверхности в его центре, как это было сделано в работе [9]: образец длиной 120 мм и диаметром 8 мм. Температура, как правило, измеряется термопарами, которые могут быть установлены на участке определения падения напряжения U , что может приводить к занижению КЭС [5]. Уровень температур редко превышает 1000 К. Потенциальные зонды для измерения падения напряжения размещают на произвольно выбранном расстоянии от контактной поверхности и, как правило, используется только одна пара зондов [5, 7]. В результате в КЭС входит сопротивление монокристаллической части, вклад которого прямо пропорционально зависит от расстояния до контактной поверхности. Именно поэтому сравнение полученных результатов не проводится. Более правильным под-

ходом, по нашему мнению, является измерение падения напряжения несколькими парами (равноудаленных от плоскости контакта) зондов на разном расстоянии от контактной поверхности и последующая экстраполяция к плоскости контакта полученной зависимости КЭС от расстояния, как это было сделано в работах [9, 13].

Используются зонды различной формы, тем или иным способом внедренные в образцы. Охватывающие платиновые проволоочные зонды (1–3 пары) диаметром 0.2 мм использовались при изучении керамических образцов с высокой открытой пористостью [13]. Считаем, что при данной форме зондов трудно выдержать равенство расстояний между зондами по периметру образца, а использование желобков для установки зондов приводит к уменьшению площади поперечного сечения на исследуемом участке. Наиболее правильным считаем использование точечных поверхностных потенциальных зондов (4 пары) из графита [14] или металла [9].

Эксперименты проводились на воздухе [4, 9, 13], в вакууме [5], в инертной среде [7]. Считаем, что эксперименты на воздухе требуют особого внимания из-за возможности окисления поверхности зондов, а также влияния сложного конвективно-радиационного теплообмена на результаты исследований КЭС. Правильнее, по-видимому, изучать КЭС в вакууме.

Перечисленные недостатки изучения КЭС стимулировали создание установки, которая в результате использования нескольких пар потенциальных зондов и последующей экстраполяции на контактную поверхность результатов измерения сопротивления позволит более точно изучать физику данного явления, а также повысить уровень температуры отнесения.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КЭС

Основными элементами установки являются экспериментальный участок, системы питания образца, температурных и электрических измерений, камера и вакуумная система. Принципиальная схема установки приведена на рис. 1.

Экспериментальный образец представлял собой цилиндрический стержень длиной $L = 124$ мм и диаметром $d = 7.81$ мм ($L/d = 15.9$), который располагался вертикально. Геометрические размеры образца предварительно измеряли микрометром, абсолютная инструментальная погрешность которого составляла 10 мкм. Для определения среднего значения диаметра d осуществляли несколько его измерений на различных длинах стержня и проводили усреднение полученных величин. Образец с нижним токоподводом устанавливали на кварцевую пластину толщиной 15 мм, которая позволяла осуществлять токовую и тепловую изо-

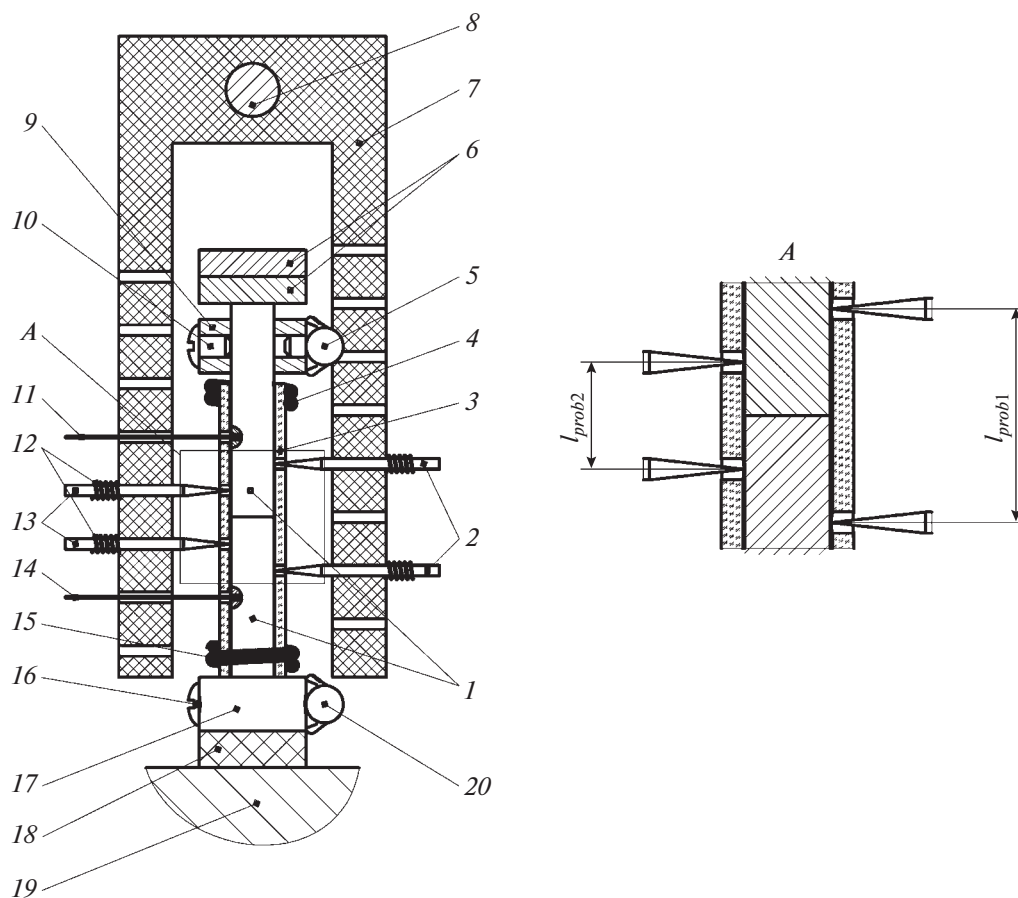


Рис. 2. Схема рабочего участка. 1 – элементы образца с контактной поверхностью между ними; 2 – правые измерительные зонды; 3 – фиксирующая кварцевая трубка; 4 – верхний охранный нагреватель; 5 – клемма провода питания верхнего образца; 6 – грузы; 7 – подвесная рамка с зондами; 8 – держатель рамки; 9 – токоподвод; 10 – упорный винт токоподвода верхнего образца; 11 – термопара для верхнего образца; 12 – прижимная пружина для каждого потенциального зонда; 13 – левые измерительные зонды; 14 – термопара для нижнего образца; 15 – нижний охранный нагреватель; 16 – упорный винт токоподвода нижнего образца; 17 – токоподвод к нижнему образцу; 18 – токо- и теплоизолятор нижнего токоподвода; 19 – основание камеры; 20 – клемма провода питания нижнего образца.

ляцию. Верхний торец образца с токоподводом служил основой для груза заданной массы, который обеспечивал внешнюю нагрузку на контактную поверхность (рис. 2).

Мы использовали электрическое питание образца постоянным током (пропускается через токовые контакты), который формировался из сети переменного тока напряжением 220 В (рис. 3). Блок питания включал в себя регулирующий элемент мощностью 1.76 кВт, понижающий трансформатор с выходным напряжением 14 В и током 200 А, двухполупериодный выпрямитель, собранный на четырех диодах В-200, и блок электролитических конденсаторов общей емкостью 0.5 Ф. Система питания могла обеспечивать значения тока I , протекающего через образец, в диапазоне 10–120 А. Столь высокие значения тока потребовали использования блока воздушно-принудительного охлаждения, в результате работы кото-

рого максимальная температура диодного моста не превышала 310 К, блока конденсаторов – 300 К, а силового выходного трансформатора – 330 К. Силу тока I , проходящего по образцу, определяли с помощью эталонного сопротивления-шунта 75ШСММЗ 200 А, включенного во вторичную цепь, падение напряжения на шунте измеряли вольтметром марки GDM-8246 с приборной погрешностью 0.01%.

В каждой серии экспериментов четыре точечных поверхностных потенциальных зонда устанавливали попарно на одинаковом расстоянии $l_{probe}(i)$ от контактной поверхности, что позволяло одновременно определять падение напряжения $U(i)$ на двух участках разной длины. Схема экспериментального участка приведена на рис. 2. Полный эксперимент состоял из двух серий, которые отличались друг от друга только расстояниями от контактной поверхности до зондов, эти расстоя-

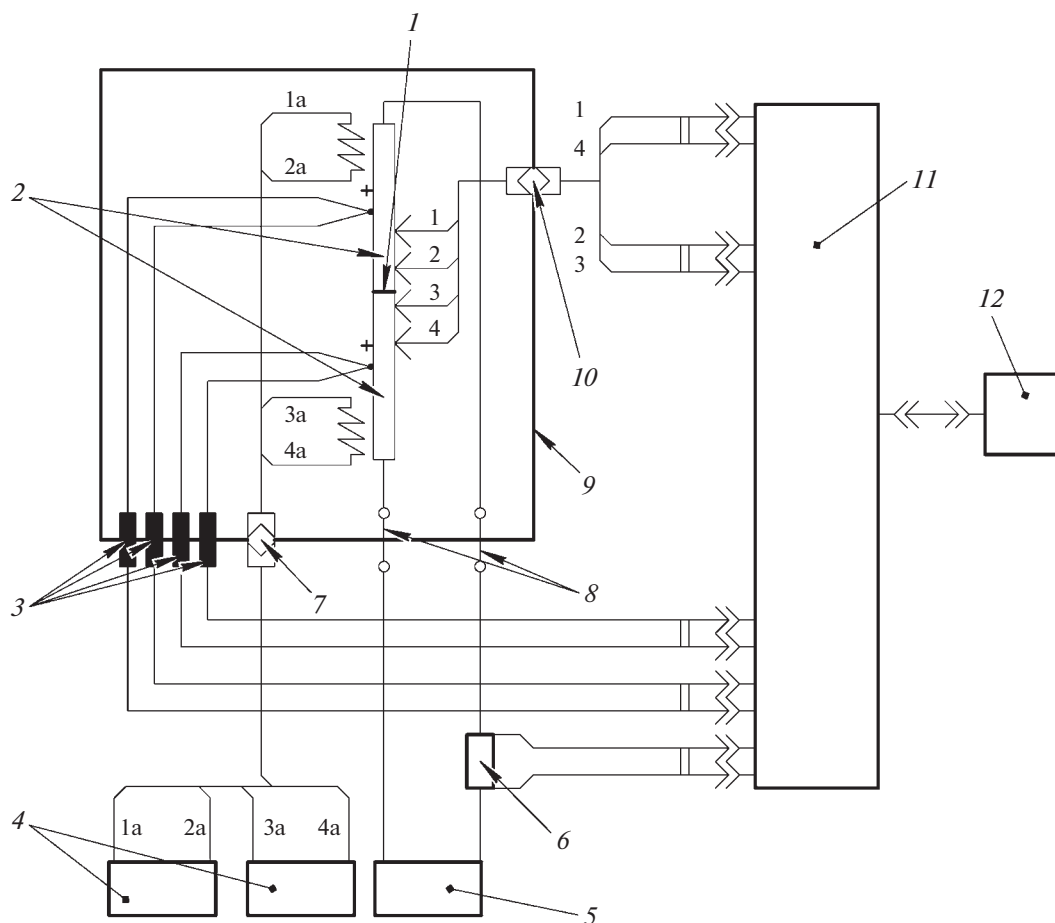


Рис. 3. Измерительно-силовая схема установки. 1 – контактная поверхность; 2 – составной образец; 3 – вакуумный безразрывный термопарный ввод; 4 – дополнительные блоки питания охранных нагревателей; 5 – основной блок питания; 6 – токовый шунт; 7 – высоковакуумный многостырьковый силовой разъем; 8 – вакуумный ввод изолированной шины; 9 – вакуумная камера с рабочим участком; 10 – высоковакуумный многостырьковый разъем для каналов измерения; 11 – аналого-цифровой преобразователь; 12 – персональный компьютер.

ния примерно равнялись 3, 6, 9, 14 мм. Расстояние между зондами измеряли до и после эксперимента оптическим микроскопом ИМЦ 100, абсолютная инструментальная погрешность которого составляла 5 мкм. Падение напряжения между каждой парой зондов измеряли вольтметрами GDM-8135 с приборной погрешностью не более 0.5%. Каждый зонд представлял собой молибденовый пруток диаметром 2.0 мм (МЧ 99.9%), заточенный на конце до диаметра 0.02–0.03 мм. Зонд устанавливали внутри латунной втулки, которая, в свою очередь, вставлялась в рамку из спеченного и предварительно прогретого шамотного кирпича. Специальная пружинка (сдвоенные титановые пластины толщиной 0.1 мм каждая) обеспечивала надежный контакт конца зонда с образцом в процессе эксперимента. Между титановыми пластинами были закреплены потенциальные провода из вольфрамовой проволоки, скрученной из четырех ниток толщиной 0.13 мм

каждая. Чтобы не нарушить положение продольной оси элементов образца, участок, прилегающий к контактной поверхности, помещали в тонкостенную кварцевую трубку. Предварительные эксперименты показали, что кварцевая трубка не оказывает влияния на результаты определения удельного электрического сопротивления и КЭС. В кварцевой трубке были вырезаны узкие пазы для установки термопары и поверхностных потенциальных зондов.

Система температурной диагностики состояла из двух хромель-алюмелевых термопар, узла вывода проводов из камеры, сосуда Дьюара и милливольтметра, созданного на основе аналого-цифрового преобразователя (АЦП) двойного интегрирования ICL7107. Такие АЦП обеспечивают высокий уровень точности снимаемого сигнала в результате снижения суммарной погрешности до величины менее единицы младшего разряда и дрейфа нулевого уровня, составляющего менее

1 мкВ/°С. Как следствие, приборная погрешность АЦП ICL7107 не превышала 0.05%. Термopары были изготовлены из проволоки диаметром 0.18 мм с диаметром королька 0.5 мм, последние размещали внутри образца в специально просверленных на расстоянии примерно 40 мм друг от друга отверстиях, которые затем вновь заполняли графитом. Расстояние между термopарами определяли в предварительных экспериментах, целью которых являлось определение длины изотермического участка при различных режимах (силах тока). В основном эксперименте температура измерялась в двух сечениях, симметричных относительно контактной поверхности и центра образца. Оценка значения числа Био такова: $Bi = \alpha_{\text{эфф}} d / \lambda_{\text{МПГ-7}} < 0.01$ ($Bi \approx 0.0015$ при $T = 400$ К, $Bi \approx 0.004$ при $T = 700$ К, $\alpha_{\text{эфф}}$ – эффективный (конвекция и излучение) коэффициент теплоотдачи, $\lambda_{\text{МПГ-7}}$ – теплопроводность графита), что означает равномерное распределение температуры по радиусу цилиндра. Следовательно, глубина размещения королька термopары в материале образца может быть выбрана произвольно.

Все измеряемые электрические сигналы дублировались на персональном компьютере с использованием АЦП L-Card.

В качестве рабочей камеры установки использована камера вакуумного универсального поста ВУП-5, которая представляет собой герметичный полый цилиндр с внутренним диаметром 250 мм, изготовленный из нержавеющей стали. Для создания вакуума использовали форвакуумный насос 2НВР-5ДМ и диффузионный насос Н160/700. Давление в камере определяли с помощью ламп ПМТ-2 и ПМИ-2. Вакуумная система была способна обеспечить вакуум не хуже 10^{-4} Па. Внутри камеры на вертикальной стойке была расположена подвесная рамка, вырезанная из шамотного кирпича, которая использовалась для установки потенциальных зондов. С целью расширения и поддержания изотермического поля температур по длине образца в его верхней и нижней частях между основными токовыми контактами (токоподводами) дополнительно были установлены охранные нагреватели, которые представляли собой спиралевидно намотанную на кварцевую трубку вольфрамовую проволоку диаметром 0.35 мм. Основные токоподводы, подводящие провода зондов и охранных нагревателей, выводили из камеры через исходные разъемы, имеющиеся в нижней плите камеры ВУП-5. Для вывода из камеры проводов двух термopар был специально изготовлен “термopарный” патрон из винипласта, установленный на нижней поверхности камеры. На внешней цилиндрической поверхности камеры была размещена водоохлаждаемая “рубашка”,

что позволяло поддерживать температуру внутренней стенки камеры не выше 320 К.

ТЕСТОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Тестирование созданной установки проводили на графите, так как данный материал характеризуется высокими значениями удельного электрического сопротивления и КЭС. Эксперименты осуществляли на монолитном образце в стационарном тепловом режиме с временем выдержки не менее 10 мин. Диапазон исследуемых температур составлял 350–1500 К, переход между режимами измерения проводили последовательным повышением или понижением температуры с шагом 50–100 К.

Тестовые эксперименты на монолитном образце позволили оценить вклад от подводящих к потенциальным зондам проводов в общее падение напряжения, снимаемое на зондах. Оценки показали, что вкладом подводящих проводов в измеряемое падение напряжения между зондами можно пренебречь.

Далее было проверено влияние направления прохождения тока на вольт-амперную характеристику, измеренную как на монолитном образце (рис. 4а), так и в случае, когда между зондами размещена контактная поверхность (рис. 4б). Применение теоремы сравнения двух средних генеральных совокупностей, дисперсии которых известны, показало, что для всех трех случаев средние значения тока для прямого и обратного направлений не различаются значимо [15]. Следовательно, вольт-амперные характеристики не зависят от направления тока. Последнее означает, что установка обладает требуемой работоспособностью.

Сравнение с литературными данными для величины удельного электрического сопротивления ρ графита марки МПГ-7 в диапазоне изменения температур $T \cong 400$ –1500 К для монолитного образца приведено на рис. 5. Диаметр образца составлял $d = 7.55$ мм, общая длина – 136.5 мм, расстояние l между зондами равнялось 10.25 мм. На рис. 5 также приведены данные для графита марок МПГ-6 и МПГ-8 [16]. Согласно рис. 5, удельное электрическое сопротивление графита в диапазоне температур 800–1500 К начинает возрастать при увеличении температуры. Известно, что КЭС прямо пропорционально связано с удельным электрическим сопротивлением, поэтому при температурах выше 800 К следует ожидать возрастания КЭС. Этот факт определяет актуальность создания данной установки для графита.

Суммарная неопределенность удельного электрического сопротивления $\hat{U}(\rho)$ рассчитывалась

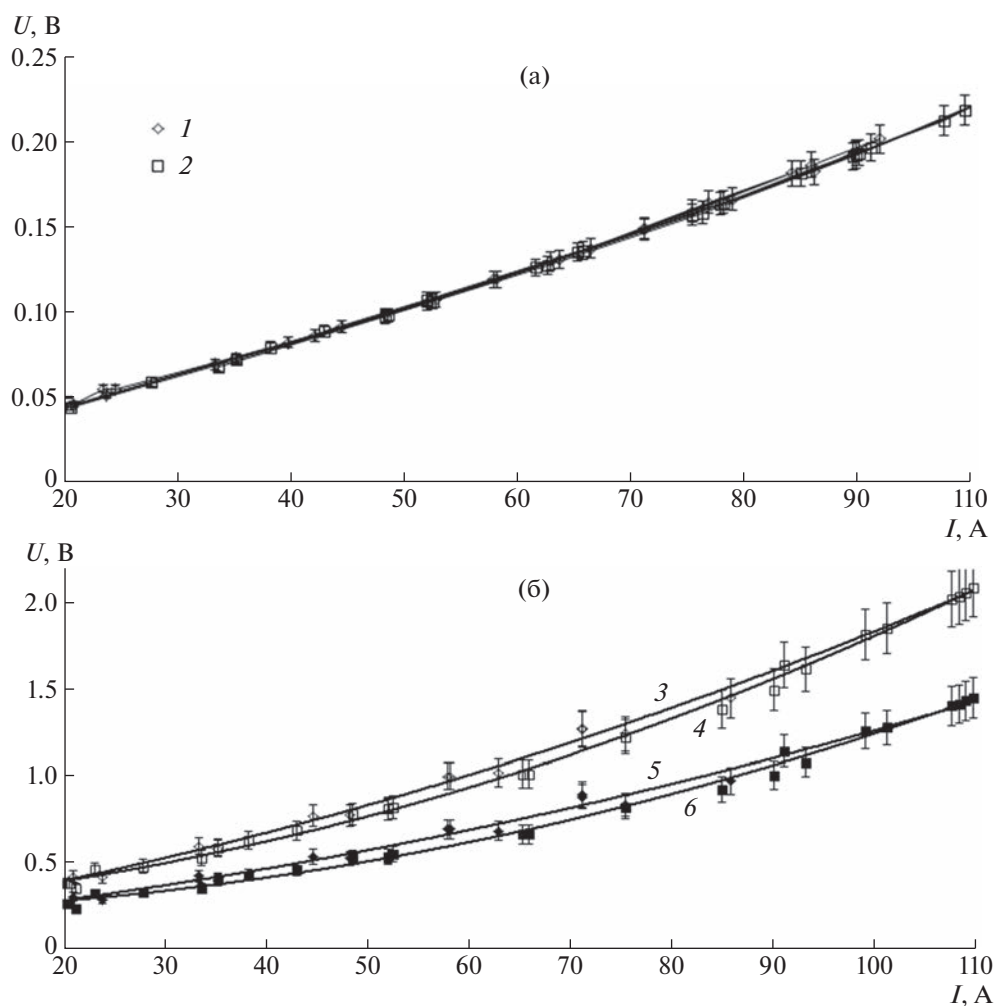


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика: **а** – монолитного образца графита МПГ-7 при прямой полярности (направлении тока) (1) и обратной полярности (2); **б** – графита МПГ-7 при наличии одной контактной поверхности при прямой (3, 5) и обратной (4, 6) полярности для расстояний между зондами 32.18 мм (3, 4) и 8.28 мм (5, 6).

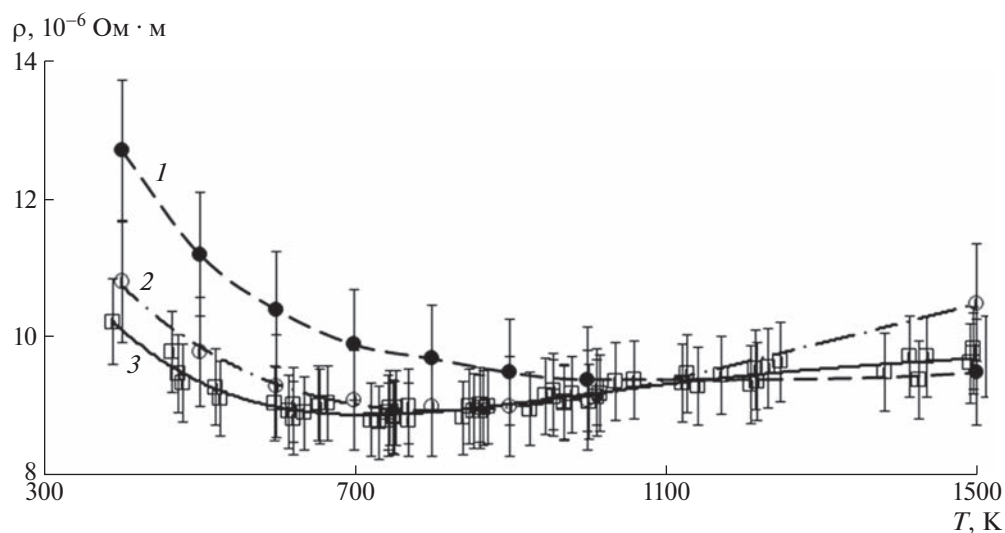


Рис. 5. Зависимость удельного электрического сопротивления от температуры для графита различных марок: 1 – МПГ-6; 2 – МПГ-8 [16]; 3 – МПГ-7 (данная работа).

Таблица 1. Бюджет неопределенности типа А для удельного электрического сопротивления монолитного образца

Входная величина	U , В	I , А	d , м	l , м
Математическое ожидание	0.10026	52.6	$7.55 \cdot 10^{-3}$	$10.25 \cdot 10^{-3}$
Тип неопределенности	А	А	А	А
Распределение	Нормальное	Нормальное	Нормальное	Нормальное
Стандартная неопределенность	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
Коэффициент чувствительности	$8.31 \cdot 10^{-5}$	$1.58 \cdot 10^{-7}$	$2.21 \cdot 10^{-3}$	$8.13 \cdot 10^{-4}$
Вклад, %	10	52.64	27.14	10

для определяющей температуры $T = 747$ К (это примерно середина интервала T), давления в камере $P = 10^{-4}$ Па и расстояния между зондами 10.25 мм. Табл. 1 показывает вклад в неопределенность типа А каждой входной величины: напряжения, силы тока, диаметра и расстояния между зондами.

Суммарная неопределенность $\dot{U}(\rho) = 8.3 \cdot 10^{-6} \pm 4.5 \cdot 10^{-7}$ Ом $\cdot$ м оценивается примерно в 6%, что меньше погрешности определения удельного электрического сопротивления углеграфитовых материалов (составляющей примерно 8%) [16]. Вклад неопределенности типа В существенно превышает вклад неопределенности типа А. Однако при повышении температуры вклад неопределенности типа В будет уменьшаться за счет увеличения всех входных величин и, как следствие, будет уменьшаться суммарная неопределенность $\dot{U}(\rho)$. При наличии контактной поверхности аппроксимация зависимости $\rho_{\text{кс}}$ от расстояния между потенциальными зондами и экстраполяция данной зависимости к контактной поверхности приведут к повышению неопределенности КЭС $\dot{U}(\rho_{\text{кс}})$ как минимум в 2 раза. Отметим, что в работах, посвященных измерению КЭС, как правило, отсутствует анализ неопределенности.

В созданной установке предполагается использовать четыре пары зондов для аппроксимации зависимости КЭС от расстояния между зондами, что позволит повысить точность экстраполяции полученных результатов к контактной поверхности (в работе [13] для экстраполяции использована простейшая линейная зависимость, построенная при использовании двух пар зондов). Следовательно, установка позволит повысить точность определения КЭС. Кроме того, проведение экспериментов в вакууме минимизирует окисление зондов, что также приведет к повышению точности измерения КЭС. Обобщение результатов тестовых экспериментов позволяет сделать вывод, что установка может считаться работоспособной, а получаемые на ней результаты

повышают область значений температуры отнесения до 1500 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены описание установки для определения КЭС и результаты первых тестовых экспериментов по измерению удельного электрического сопротивления графита марки МПГ-7 в сравнении с графитом марок МПГ-6 и МПГ-8. Показано, что созданная установка в результате использования четырех пар точечных поверхностных потенциальных зондов и проведения экспериментов в вакууме может повысить точность определения КЭС и расширить диапазон измерения температуры до 1500 К. Актуальность создания данной установки продиктована возрастанием КЭС с ростом температуры в диапазоне 800–1500 К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хольм Р. Электрические контакты. М.: Иностранная литература, 1961.
2. Чунихин А.А. Электрические аппараты. М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Braunović M., Konchits V.V., Myshkin N.K. Fundamentals of Electrical Contacts. Part I. 6000 Broken Sound Parkway NW, Suite 300. CRC Press Taylor & Francis Group LLC, 2006.
<https://doi.org/10.1201/9780849391088>
4. Мышкин Н.К., Кончиц В.В., Браунович М. Электрические контакты. Долгопрудный: Издательский дом “Интеллект”, 2008.
5. Лутков А.И. Тепловые и электрические свойства углеродных материалов. М.: Металлургия, 1990. С. 176.
6. Song Q., Zhang W., Bay N. // Welding Journal. 2005. V. 84. № 5. P. 73-s.
7. Pradille C., Bay F., Mocellin K. // 2010 Proc. of the 56th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts. Charleston, USA, 2010. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/HOLM.2010.5619522>

8. Карвацкий А.Я., Пулинец С.В., Лазарев Т.В., Педченко А.Ю. // Восточно-европейский журнал передовых технологий. 2014. Т. 71. № 5. С. 45.
9. Зеодинов М.Г., Костановский А.В., Костановская М.Е., Пронкин А.А. // ТВТ. 2022. Т. 60. № 4. С. 519. <https://doi.org/10.31857/S0040364422040081>
10. Радыш Л.Н., Полумиенко К.К., Еременчук Л.М., Музиченко А.Д. А.с. № 156241 СССР // Оpubл. 1963.
11. Коросько Н.М., Лернер Ю.Н. А.с. № 455297 СССР // Оpubл. 24.03.1973.
12. Согомонов Э.Р., Баулин Ю.Н. А.с. № 917126 СССР // Оpubл. 1982.
13. Пахомов Е.П., Сурков Г.М., Тихонов П.А., Чернышов Г.П. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 2. С. 34.
14. Rasor N.S., McClelland J.D. // The Rev. of Science Instruments. 1960. V. 31. №. 6 P. 595.
15. Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высшая школа, 2001.
16. Соседов В.П. Свойства конструкционных материалов на основе углерода. М.: Metallurgy, 1975.

**ЭКСПРЕСС-МЕТОД ИМПЕДАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ
НА ЧАСТОТАХ 20 кГц–1 ГГц**© 2023 г. В. А. Милюшенко^а, Б. Пинтер^а, С. Б. Бибииков^{б,*}^аСловенский институт качества и метрологии,
Словения, 1000, Любляна^бИнститут биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН
Россия, 119334, Москва, ул. Косыгина, 4

*e-mail: sbb.12@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.01.2023 г.

После доработки 16.04.2023 г.

Принята к публикации 14.06.2023 г.

Предложена простая и эффективная методика экспресс-диагностики материалов, позволяющая максимально оперативно проводить подготовку образцов, собственно измерения и получение данных о материальных параметрах, в частности, о дисперсии диэлектрической проницаемости. Разработан экспресс-метод импедансной спектроскопии образцов малых размеров на частотах от 20 кГц до 1 ГГц на базе векторного анализатора цепей, с использованием конусной коаксиальной измерительной ячейки и переходников для присоединения двухполюсных объектов к коаксиальному входу прибора. Измерительная ячейка рассчитана для дисковых образцов с диаметром до 6 мм при максимальном объеме до 0.1 см^3 , а также для образцов в виде прямоугольных пластин, которые можно вписать в окружность того же диаметра. Переходники позволяют также подключать двухполюсники в виде сосредоточенных навесных или элементов поверхностного монтажа. В отличие от измерений в коаксиальном тракте, в предлагаемой методике не требуется обеспечения точного присоединительного поперечного размера, что позволяет оперативно производить пробоподготовку. Рассмотрены вопросы определения частотного диапазона, в котором погрешность измерения не превышает допустимую величину. Предложен способ увеличения верхней границы рабочей частоты измерительной ячейки с исследуемым образцом с помощью дополнительной калибровки. Разработанная программа управления процессами стандартной и дополнительной калибровки, процессом измерений в определенном диапазоне частот, на которых погрешность измерения не превышает допустимую величину, позволяет получить значения сопротивлений, емкости, индуктивности и других электрических характеристик измерительной ячейки с исследуемым образцом в течение нескольких секунд.

DOI: 10.31857/S0032816223060125, EDN: NEIJFL

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для диапазона частот 1 МГц–1 ГГц пользуется популярностью методика диэлектрических измерений твердых образцов в форме дисков, в частности, с использованием измерителя импеданса типа E4991A или аналогов. В методике предлагается изготовить образец в виде диска с диаметром более 15 мм и толщиной от 0.3 до 3 мм. При этом следует отметить, что при измерениях материалов с высокой диэлектрической проницаемостью на частотах более 100 МГц проявляются определенные трудности измерений из-за паразитных реактивных сопротивлений ячейки. Альтернативный метод измерений на частотах более 100 МГц предлагает изготовление образца в форме коаксиальной шайбы, точно

соответствующей размерам коаксиального тракта. В процессе разработки материалов радиотехнического назначения часто необходимо оперативно провести экспресс-оценку получаемых материалов, не изготавливая при этом образцы сложной формы точных размеров (в частности, в виде коаксиальной шайбы для трактов 7/3 мм). Кроме того, зачастую объем получаемого материала достаточно мал, что также ограничивает возможности стандартных измерений.

Предлагаемая нами методика предъявляет существенно менее жесткие требования к образцам — требуется изготовить образец с объемом менее 0.1 см^3 в виде диска, прямоугольной пластины или параллелепипеда. Для сравнения, геометрические размеры резисторов и конденсаторов для

поверхностного монтажа еще меньше. Минимальный типоразмер у резисторов начинается от 0.5 мм при максимальной длине не более 7 мм.

При использовании устройств интерфейса между исследуемым объектом и измерительным прибором — ячейки, переходники — часто необходимо определить верхнюю границу рабочей частоты. Использование векторных прецизионных анализаторов цепей (ВАЦ) соответствующей оснастки и проведение калибровок для устройств с так называемыми “неприсоединяемыми разъемами” позволяют частично решить проблему, но это не универсальное решение, при этом требуется тщательная подготовка, а интерпретация результата для каждого объекта измерений сложна.

Обычно считается допустимой для обычных измерений погрешность 1–3%, а для экспресс-методов — до 10%. При измерениях электрофизических параметров материалов следует с осторожностью выбирать верхнюю границу частотного диапазона. Индуктивность даже миниатюрных измерительных ячеек значительно снижает (до нескольких сотен МГц) их рабочую частоту, на которой можно обеспечить заданную погрешность измерения. Рабочие частоты векторных анализаторов сетей имеют очень широкий диапазон (от нескольких кГц до десятков ГГц), но реальный рабочий диапазон частот измерительной ячейки или другого аксессуара окажется значительно уже. Так, измерения композиционных материалов с нанотрубками, выполненные с использованием современного ВАЦ Agilent S5061B с диапазоном от 5 Гц до 3 ГГц, ограничены частотой 1 ГГц [1]. При этом возможность измерения на частотах выше 100 МГц обеспечила очень высокая дисперсия диэлектрической проницаемости, которая снизилась до 3.2 на частотах в несколько сотен МГц. В работе [2] исследования импеданса и электропроводности образцов были проведены только на частотах до 120 МГц. Также ограничен сверху до 100 МГц диапазон частот для материалов, обладающих высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon' = 760\text{--}220$) при диаметре образца 7 мм [3].

В перечисленных работах не говорится о причинах ограничения верхней границы частотного диапазона импедансной спектроскопии. Проблема исследована в работе [4], в которой представлена формула, определяющая верхнюю граничную частоту рабочей ячейки:

$$f_{\text{гр}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\alpha}{L_k C_{\text{эфф}}}}, \quad (1)$$

где $f_{\text{гр}}$ — верхняя граница рабочей частоты ячейки или электронного компонента, α — допускаемая относительная погрешность измерений, L_k — индуктивность ячейки или электронного компо-

нента, $C_{\text{эфф}}$ — эффективная емкость измерительной ячейки с образцом.

Из формулы (1) следует, что повышение верхней границы рабочей частоты измерительной ячейки может быть достигнуто при уменьшении как ее индуктивности, так и емкости образца за счет уменьшения диаметра и увеличения его толщины. Нижняя же граница частотного диапазона зависит от повышения погрешности измерения S-параметров векторного анализатора цепей. Она определяется с помощью так называемого “стандартного образца”, у которого величина электрического сопротивления или емкости на низких частотах является неизменной.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для реализации предлагаемой методики создана измерительная установка с измерительной ячейкой и дополнительными аксессуарами на базе векторного анализатора цепей S5048 компании “ПЛАНАР”, работающего в диапазоне частот от 20 кГц до 4.8 ГГц, что перекрывает интересующий нас диапазон, ограниченный частотой порядка 1 ГГц, по причинам, обсуждаемым ниже.

Перед измерениями проводится векторная калибровка измерительной системы в стандартном режиме OSM (полная однопортовая калибровка с использованием метрологически охарактеризованных коаксиальных мер короткого замыкания, холостого хода и согласованной нагрузки). В эксперименте используется частотная сетка из 200 точек диапазона частот от 20 кГц до 1 ГГц. По данным комплексных величин S-параметров проводятся измерения и вычисление частотных зависимостей емкости, сопротивления и тангенса угла диэлектрических потерь с построением графиков их зависимости от частоты.

Для образцов с диаметром до 6 мм использована конусная коаксиальная ячейка по схеме коаксиального перехода [5]. Ячейка представляет собой коаксиальный расширитель, обеспечивающий постоянство волнового сопротивления тракта при плавном изменении поперечного сечения центрального и внешнего проводников. Образец помещается в разрыв между центральным проводником и плоскостью, “закорачивающей” внешний проводник. Общий вид измерительной установки с коаксиальной ячейкой приведен на рис. 1. Для образцов в виде стандартных навесных элементов использовали аксессуар-переходник, обеспечивающий переход от двухпроводной коаксиальной линии стандарта “тип N” к двухклеммному порту с пружинными зажимами для навесных элементов (рис. 2). Отметим, что предусмотрен отдельный вариант измерительной ячейки для элементов поверхностного монтажа (SMD, surface mount device), подключаемой непо-



Рис. 1. Общий вид установки с исследованными образцами. Стрелкой указан имитатор дисковых образцов для калибровки прибора, при которой учитываются C и L конусной ячейки. Имитатор имеет в центре диска SMD-резистор с активным сопротивлением около 50 Ом. Режимы XX и КЗ обеспечиваются подвижным электродом с микрометром.



Рис. 2. Аксессуар для присоединения к коаксиальному входу прибора двухполюсных объектов: электронных компонентов навесного монтажа или двухполюсных измерительных ячеек с образцами, максимальный размер которых превышает 1 см. Рядом толстая пластина, обеспечивающая функцию режима КЗ. Калибровочной нагрузкой 50 Ом служит резистор типа ОМЛТ-2 51 Ом ($\pm 10\%$) с измеренным сопротивлением 50.2 Ом. Режим XX обеспечивается конструкцией переходника.

средственно к порту N-типа, не рассматриваемый в настоящей статье.

Рассмотрим более подробно процедуру определения емкости испытуемых объектов и параметров исследуемых материалов. Стандартная

полная однопортовая OSM-калибровка ВАЦ проводится на уровне порта подключения измерительной ячейки с помощью эталонных коаксиальных нагрузок холостого хода (XX), короткого замыкания (КЗ) и согласованной нагрузки (НС).

Таблица 1. Сопротивление резисторов и емкости конденсаторов на частоте 1 МГц

Наименование электронного компонента	Номинал	Допуск	Результаты измерений		Расхождение, %
			ВАЦ S5048	Измеритель MS8910	
Резистор 4ВЗР62 1%	1.5 Ом	$\pm 2\%$	1.57 Ом	1.8 Ом	14.6
Резистор ОМЛТ-2 10%	51 Ом	$\pm 10\%$	50.22 Ом	50.0 Ом	0.44
Резистор 9ВЗР60 1%	220 Ом	$\pm 1\%$	220.7 Ом	220.1 Ом	0.27
Резистор С2-13	1.2 кОм	$\pm 0.5\%$	1.190 кОм	1.197 кОм	0.59
Резистор ПТМН 0.5%	5 кОм	$\pm 0.5\%$	4.99 кОм	5.00 кОм	0.20
Конденсатор КДУ 10%	10 пФ	$\pm 10\%$	10.6 пФ	0.010 нФ	6.3
Конденсатор КДУ 10%	47 пФ	$\pm 10\%$	48.1 пФ	0.048 нФ	0.21
Конденсатор НЗР 2%	200 пФ	2%	200.0 пФ	0.196 нФ	2.0
Конденсатор НЗР 5%	560 пФ	$\pm 5\%$	550.0 пФ	0.546 нФ	0.73

Далее, проведя измерения подсоединенного объекта, мы можем вычислить реактивную часть проводимости и, следовательно, измеренную емкость $C_{\text{общ}}$ объекта, помещенного в коаксиальный тракт, в которую, кроме собственной емкости образца $C_{\text{обр}}$, входят краевая емкость $C_{\text{кр}}$ и емкость измерительной ячейки $C_{\text{яч}}$. Сумму первых двух емкостей обозначим как измеряемую емкость образца $C_{\text{изм}}$, тогда можно записать

$$C_{\text{общ}} = (C_{\text{обр}} + C_{\text{яч}}) + C_{\text{кр}} = C_{\text{изм}} + C_{\text{яч}}. \quad (2)$$

Исключить вклад емкости ячейки $C_{\text{яч}}$ можно с помощью дополнительной калибровки ячейки: режимы КЗ и ХХ обеспечиваются конструкцией ячейки с помощью подвешенного электрода, перемещаемого микрометрической головкой до контакта с центральным проводником или до отсутствия контакта соответственно. Для реализации режима НС в процессе калибровки используется имитатор образца с точно подобранным сопротивлением 50 Ом, например, из серии SMD-резисторов номинала 51 Ом ($\pm 10\%$), который помещается в ячейку на место испытуемого образца.

Далее, краевая емкость $C_{\text{кр}}$ определяется экспериментально с помощью геометрической копии образца, выполненной из материала с известным значением диэлектрической проницаемости ϵ , например, из фторпласта-4, для которого относительная диэлектрическая проницаемость ϵ равна 2 вплоть до СВЧ-диапазона включительно. По известной формуле для плоского конденсатора вычисляется модельная емкость копии образца $C_{\text{мод}}$, затем после калибровки ячейки экспериментально измеряется эффективная емкость копии $C_{\text{коп}}$, равная сумме краевой емкости $C_{\text{кр}}$ и $C_{\text{мод}}$, тогда для величины $C_{\text{кр}}$ имеем

$$C_{\text{кр}} = C_{\text{коп}} - C_{\text{мод}}. \quad (3)$$

Исключив емкость ячейки $C_{\text{яч}}$ и определив краевую емкость $C_{\text{кр}}$, получаем из формулы (2) искомую емкость образца или, если необходимо, рассчитываем относительную диэлектрическую проницаемость материала по формуле

$$\epsilon = \frac{d \cdot (C_{\text{коп}} - C_{\text{мод}})}{k \cdot S}, \quad (4)$$

где d — толщина образца в см, S — площадь образца в см², $C_{\text{коп}}$ и $C_{\text{мод}}$ — емкости в пФ, $k = 0.0885$ Ф/см.

Для метрологического исследования погрешностей измерений использованы векторный анализатор цепей S5065 с более широким частотным диапазоном (от 9 кГц до 6.5 ГГц), расширенным динамическим диапазоном и более высокой точностью определения параметра S_{11} на частоте до 1 МГц и Smart SMD Tester MS8910 с погрешностью измерения омического сопротивления 1% и 2.5% для измерения емкости.

Определенные приборами S5048 и MS8910 величины электрического сопротивления резисторов и емкости конденсаторов показали повышенное, но допускаемое расхождение порядка 1 пФ измеренных значений емкости конденсатора с номиналом 10 пФ, объясняемое различием краевой емкости присоединительных аксессуаров. При измерении конденсаторов с большой емкостью это различие находится в пределах погрешности измерения, что и наблюдается при определении емкости конденсатора с номиналами 47 и 1770 пФ (табл. 1).

Расхождение результатов измерений характеристик электронных компонент не превысило 2% за исключением сопротивления резистора номиналом 1.5 Ом и конденсатора КДУ 10 пФ, величины которых для MS8910 находятся в самом начале диапазона измеряемой величины. Расхождение результатов измерений ВАЦ S5048 с обозначен-

Таблица 2. Эффективная емкость и тангенс угла потерь на частотах диапазона от 9 кГц до 1.92 ГГц для ячейки с образцом KBr, определенные различными методиками

Частота, МГц	Стандартная калибровка				С имитатором образца	
	S5065		S5048		S5048	
	$C_{эфф}$, пФ	$tg\delta_\epsilon$	$C_{эфф}$, пФ	$tg\delta_\epsilon$	$C_{имм}$, пФ	$tg\delta_{и}$
0.02	24.3	0.85	–36000	1.74	–1100	7.54
0.05	12.6	0.042	–520	0.70	117.0	5.27
0.07	10.0	0.00110	–250	0.46	21.2	0.80
0.1	9.18	0.027	–110	0.27	9.31	0.81
0.2	6.94	0.045	–18	0.172	3.31	0.37
0.5	6.12	0.021	3.77	0.63	1.70	0.34
0.7	5.91	0.0038	3.95	0.24	1.78	0.47
1.0	5.71	0.0031	4.87	0.126	1.43	0.39
2.0	5.61	0.00120	2.52	0.0139	1.51	0.027
5.0	5.54	0.0085	5.59	0.025	1.65	0.00129
7.0	5.54	0.0089	5.61	0.0065	1.73	0.0057
10.0	5.56	0.0112	5.57	0.0076	1.69	0.0188
20.0	5.57	0.00015	5.57	0.0076	1.73	0.0079
50.0	5.56	0.00114	5.56	0.0022	1.73	0.00131
70.0	5.57	0.00094	5.57	0.0034	1.74	0.00066
100	5.59	0.00118	5.60	0.00114	1.74	0.00166
300	6.13	0.0097	6.13	0.0094	1.75	0.00065
600	9.32	0.054	9.29	0.5064	1.78	0.0044
880	151.0	2.55	145.0	2.28	1.82	0.0165
1000	–	–	–	–	1.85	0.033
1100	–	–	–	–	1.90	0.047
1200	–	–	–	–	1.95	0.053
1500	–	–	–	–	2.1	0.057
1700	–	–	–	–	2.3	0.058
1800	–	–	–	–	2.4	0.058
1920	–	–	–	–	2.5	0.057

ными номиналами этого резистора и конденсатора не превысило 3%.

Далее, в качестве исследуемого объекта был выбран искусственно созданный нами конденсатор, образованный таблеткой KBr, помещенной в измерительную ячейку. Данный материал хорошо формуется, характеризуется отсутствием дисперсии диэлектрической проницаемости в рассматриваемой частотной области и известным ее табличным значением. Таблетка KBr в форме диска диаметром 6.00 мм и толщиной 1.50 мм, изготовленная прессованием, помещалась в измерительную ячейку (рис. 1), которая подключалась к коаксиальному порту прибора. Измерения проводились как сразу после OSM-калибровки со стандартными коаксиальными нагрузками, так и после дополнительной калибровки ячейки.

Широкополосная спектроскопия образца KBr в диапазоне частот от 9 кГц до 1.92 ГГц показала, что достоверные результаты измерений оказались в гораздо более узком диапазоне частот, что видно из табл. 2, данные которой частично представлены графически на рис. 3, где кривые 1 и 2 соответствуют измерениям приборами S5065 и S5048 только с OSM-калибровкой (без калибровки ячейки), а кривая 3 – с дополнительной калибровкой ячейки.

Рассмотрим частотные зависимости полученных емкостей без учета дополнительной калибровки ячейки. Сравнение результатов измерений емкости измерительной ячейки с образцом KBr, равной 5.56 пФ, с использованием приборов S5048 и S506 показывают, что при допустимой погрешности измерения 10% достоверные ре-

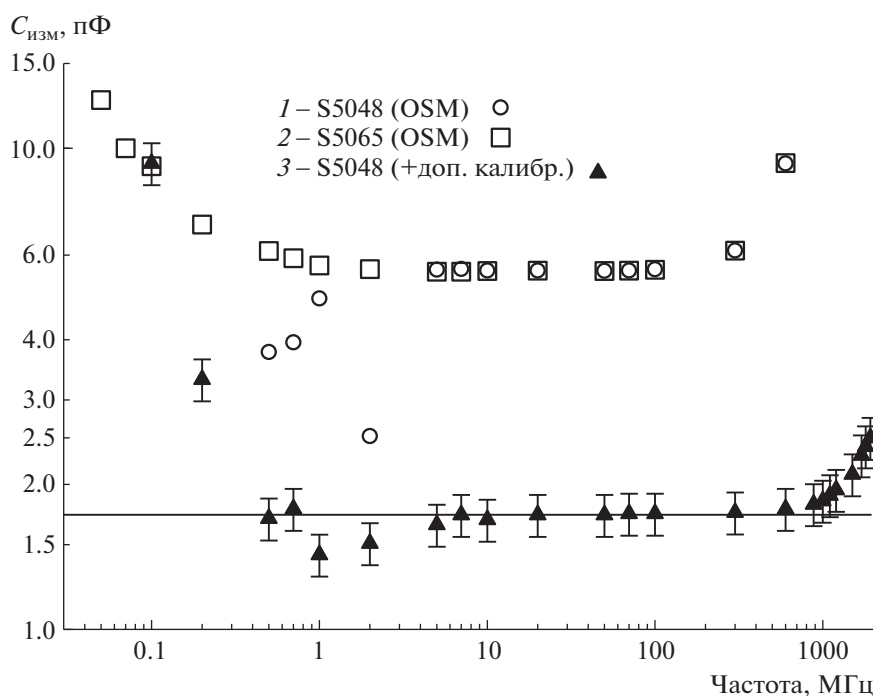


Рис. 3. Частотные зависимости измеренной емкости ячейки с образцом при различных режимах измерений: кривые 1, 2 — только OSM-калибровка, использованы приборы S5048 или S5065, кривая 3 — с дополнительной калибровкой ячейки; прямая линия соответствует величине емкости 1.73 пФ; указанная величина погрешности на кривой 3 составляет 10%.

зультаты для измерений с прибором S5065 начинаются с частоты, примерно равной 0.5 МГц, а для измерений с прибором S5048 — с более высокой частоты (примерно 1.5 МГц). Это объясняется тем, что основная погрешность измерения S-параметров на этом приборе достигает допустимого значения на более высоких частотах. Из-за малых величин модулей S-параметров ячейки на низких частотах основным источником систематической погрешности является нехватка динамического диапазона прибора при измерениях S-параметров, приводящая к значительной ошибке определения фазы сигнала.

Расхождения результатов определения емкости становятся меньше 1% уже на частоте 5 МГц и снижаются почти до 0% в диапазоне от 10 МГц до 600 МГц. Но на высоких частотах происходит ограничение верхней рабочей частоты в соответствии с формулой (1). В нашем случае погрешность на частоте 300 МГц оказалась равной $\pm 10\%$, что определило верхнюю рабочую частоту использованной измерительной ячейки.

Правильный учет влияния ячейки и повышение верхней границы рабочей частоты до 1 ГГц могут быть достигнуты с помощью дополнительной калибровки с конструктивной реализацией режимов КЗ и ХХ, а также согласованной нагрузки, реализуемой резистивным элементом сопротивлением $R = 50$ Ом. В этом случае при дополнительной

калибровке исключаются емкость и индуктивность ячейки, а измеряемая емкость становится суммой только емкости образца и межэлектродной краевой емкости. Учет реактивных компонент ячейки позволяет расширить частотный диапазон измерений, что и продемонстрировано на примере измерений образца таблетки КВг. Из табл. 2 (рис. 3) можно определить диапазон частот, в пределах которого измеренную емкость можно считать независимой от частоты в пределах ошибки измерений. В определенном таким образом частотном диапазоне величина $C_{изм}$ равна 1.73 пФ, эту величину можно использовать и для дальнейшей обработки. Для наглядности величина емкости 1.73 пФ показана в виде частотно-независимой прямой линии. Для кривой 3 (рис. 3) указана также величина погрешности 10%, приемлемая для экспресс-анализа материалов. Из таблицы и рисунка следует, что допустимая погрешность $\pm 10\%$ наблюдается на частотах до 1100 МГц. Таким образом, верхняя граничная частота ячейки при использовании имитатора образца увеличивается с 300 МГц до 1100 МГц.

После определения емкости образца с краевой емкостью $C_{изм}$ в той же ячейке проводились измерения геометрической копии образца, изготовленной из фторпласта-4, и определялась краевая емкость, а затем по формуле (2) и искомая емкость образца $C_{обр}$, которая оказалась равной 0.80

пФ для определенного выше частотного диапазона. Далее по известной формуле емкости плоского конденсатора определялась величина диэлектрической проницаемости материала ϵ' , составившая 4.8, что близко к табулированному значению $\epsilon' = 4.9$. Таким образом, расхождение находится в пределах 2%.

Следует еще раз отметить, что измерение активных потерь в материале требует точного соответствия геометрии образца форме измерительной ячейки, и это требование ужесточается с ростом частоты, что объясняется необходимостью правильного формирования токопроводящих путей и большим влиянием дефектов геометрии из-за возбуждения высших типов волн и нарушения модели плоского конденсатора. Поэтому измерение активной проводимости следует считать качественным и, соответственно, допустимым отклонением оценки электропроводности от эталонных значений до нескольких десятков процентов при использовании экспресс-анализа на базе прибора S5048.

С другой стороны, результаты сравнительных измерений емкости ячейки с исследуемым образцом показывают, что расхождение не превышает нескольких процентов, что является достаточным даже для диэлектрических измерений. При этом высокая разрешающая способность прибора S5048 обеспечивает высокую чувствительность к изменениям диэлектрической проницаемости.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании метрологических исследований с помощью приборов, имеющих различные физические принципы измерения емкости и электрического сопротивления, предложен экспресс-метод определения диэлектрической проницаемости и качественной оценки диэлектрических

потерь (включая потери на электропроводность) на базе векторного анализатора цепей S5048, дооборудованного специальной измерительной ячейкой. Метод обеспечивает допустимую для экспресс-анализа погрешность измерения (единицы процентов) и высокую чувствительность к изменению емкости образца.

Применение автоматизированных векторных измерителей цепей с миниатюрными ячейками для образцов с максимальными размерами до 7 мм позволяет обеспечивать импедансную спектроскопию образцов в диапазоне частот от нескольких килогерц до нескольких сотен МГц, вплоть до 1 ГГц для образцов с постоянной диэлектрической проницаемостью до 10 или для других материалов с высокой частотной дисперсией, при которой на частотах в несколько сотен мегагерц диэлектрическая проницаемость становится менее 10.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маркевич И.А., Селютин Г.Е., Дрокин Н.А., Беляев Б.А. // Журн. СФУ. Серия: Техника и технология. 2018. Т. 11. № 2. С. 190.
<https://doi.org/10.17516/1999-494X-0022>
2. Маркевич И.А., Дрокин Н.А., Селютин Г.Е. // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 9. С. 1400.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2019.09.48066.42>
3. Лепешев А.А., Павлов А.В., Дрокин Н.А. // Журн. СФУ. Серия: Техника и технология. 2019. Т. 12. № 3. С. 366.
<https://doi.org/10.17516/1999-494X-0144>
4. Милушенко В.А. Радиотехнические измерения в диапазоне высоких частот (ВЧ) и сверхвысоких частот (СВЧ) // Тезисы докладов всесоюзной науч.-техн. конференции, 12–14 сент. 1984. Новосибирск, 1984. С. 102.
5. Брандт А.А. Исследования диэлектриков на сверхвысоких частотах. Москва: Физматгиз, 1963. С. 186.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ И СКОРОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ МИЛЛИСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

© 2023 г. А. В. Косарев^а, В. Л. Подковыров^а, А. Д. Ярошевская^а,
А. В. Мелешко^а, К. М. Гуроров^{а,*}

^аГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований"
Россия, 142190, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12

*e-mail: gutorovkm@triniti.ru

Поступила в редакцию 09.12.2022 г.

После доработки 30.01.2023 г.

Принята к публикации 19.02.2023 г.

Разработан стенд для исследования импульсных газовых потоков на коротких (до 1 мс) временах и представлена методика обработки экспериментальных данных. На основе данных высокоскоростной кадровой интерферометрии и по результатам измерения динамического давления определяются пространственные и временные распределения плотности и скорости потока гелия. Описан оптимальный метод восстановления пространственных распределений плотности с учетом экспериментальных погрешностей. Приведенная методика позволяет характеризовать газовые потоки с плотностью более 0.0001 кг/м^3 и скоростью более 400 м/с .

DOI: 10.31857/S0032816223040158, EDN: RBFQUB

ВВЕДЕНИЕ

Идея создания квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) и теоретические основы его функционирования были сформулированы А.И. Морозовым в 1959 г. [1]. На основе КСПУ возможно создание электрореактивного двигателя (ЭРД), работающего в импульсно-периодическом режиме, мощностью порядка нескольких сотен киловатт [1] при условии, если достигается практически полная ионизация газа, подаваемого в ускоритель. В частности, для использования КСПУ в качестве ЭРД необходимо согласовать длительность газового потока на входе в ускоритель с длительностью тока разряда, которая, как показано в работе [2], может составлять до 1 мс в зависимости от режима работы ускорителя. Следовательно, требуется создавать газовые потоки миллисекундной длительности.

Как отмечено в теоретических [1, 3] и экспериментальных [4, 5] работах, режим течения плазмы в канале ускорителя зависит от расхода рабочего вещества, т.е. определяется локальными значениями плотности и скорости подаваемого на вход ускорителя газа. Это значит, что для оптимизации работы ускорителя в целях получения однородного высокоскоростного потока плазмы необходимо иметь инструмент анализа потока газа, создаваемого импульсным быстродействующим клапаном. Данная работа посвящена разработке

метода измерения пространственных и временных распределений плотности и скорости газового потока в течение характерного временного интервала длительностью до 1 мс.

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Метод основан на использовании покадровой интерферометрии газового потока в комбинации с измерением динамического давления высокочастотным датчиком. По интерферограммам определяется радиальное распределение плотности газового потока с временным разрешением, соответствующим частоте кадров высокоскоростной камеры. По значениям плотности и показаниям датчика динамического давления рассчитывается распределение скорости газового потока с аналогичным временным разрешением.

Для проведения данных измерений был создан экспериментальный стенд, схема которого представлена на рис. 1. Вакуумная камера 1 откачивалась до остаточного давления 10^{-4} мбар, а импульсный напуск газа осуществлялся закрепленным на торце вакуумной камеры быстродействующим электромагнитным клапаном 2. Газ в вакуумную камеру поступал через отверстия клапана, расположенные на окружности диаметром 8 см. У основания клапана внутри вакуумной камеры была установлена цилиндрическая вставка 3, имитиру-

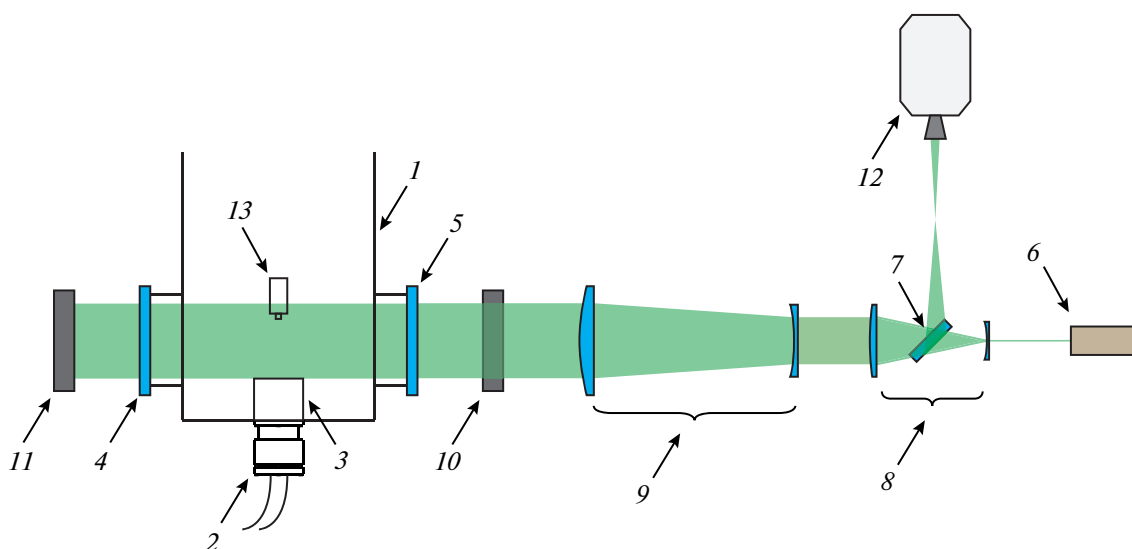


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – вакуумная камера; 2 – электромагнитный клапан; 3 – цилиндрическая вставка; 4, 5 – интерференционные окна; 6 – полупроводниковый лазер; 7 – разделяющее зеркало; 8, 9 – телескопы; 10, 11 – полупрозрачные интерференционные зеркала; 12 – высокоскоростная камера; 13 – датчик давления.

ющая форму газового канала КСПУ. Длина вставки составляла 17 см, диаметр – 9 см. Для зондирования использовалось излучение, создаваемое полупроводниковым лазером Cobolt Sam-ba 1500 (6) с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Луч лазера расширялся специально спроектированной системой двух телескопов 8, 9 до диаметра 10 см. Для повышения чувствительности методики в качестве интерферометра использовался двухпроходный интерферометр Физо, ключевыми элементами которого являются разделяющее зеркало 7 и интерференционные зеркала 10, 11. Интерференционные окна 4, 5, закрепленные на патрубках вакуумной камеры, позволяли наблюдать интерференцию газового потока с минимумом паразитных искажений. Интерференционная картина регистрировалась с помощью высокоскоростной камеры Phantom v2512 (12). В экспериментах камера была настроена на разрешение 1280×800 точек, частоту кадров 25 кГц и экспозицию 3 мкс. Высокочастотный датчик динамического давления РСВ 113В28 (13) крепился на подвижном вакуумном вводе, последовательное перемещение которого перпендикулярно оси газового потока позволяло определять радиальное распределение давления. Диаметр чувствительного элемента датчика равен 5,5 мм, время нарастания сигнала составляло менее 1 мкс.

Область диагностики в эксперименте ограничивалась диаметром зондирующего излучения, который составлял порядка 10 см. Приведенные в статье результаты описывают исследования потока гелия, распределения плотности и скорости га-

за в перпендикулярном оси потока сечении на расстоянии 4 см от цилиндрической вставки.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Эксперимент представлял собой последовательность отдельных пусков электромагнитного клапана. Для каждого пуска регистрировалось порядка 60 кадров интерференционной картины, включая моменты до и после прохождения газового потока через область интерференции. Для каждого из кадров определялся сдвиг центров ин-

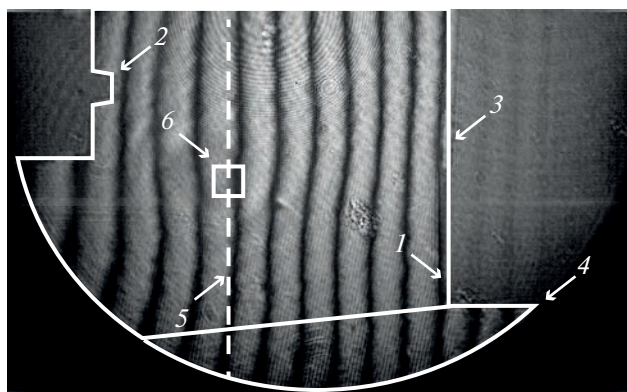


Рис. 2. Кадр интерференционной картины. 1 – цилиндрическая вставка; 2 – чувствительный элемент датчика давления; 3 – область интерференции газового потока; 4 – невозмущенная область интерференции; 5 – линия, вдоль которой осуществлялись измерения; 6 – расчетная область одной точки.

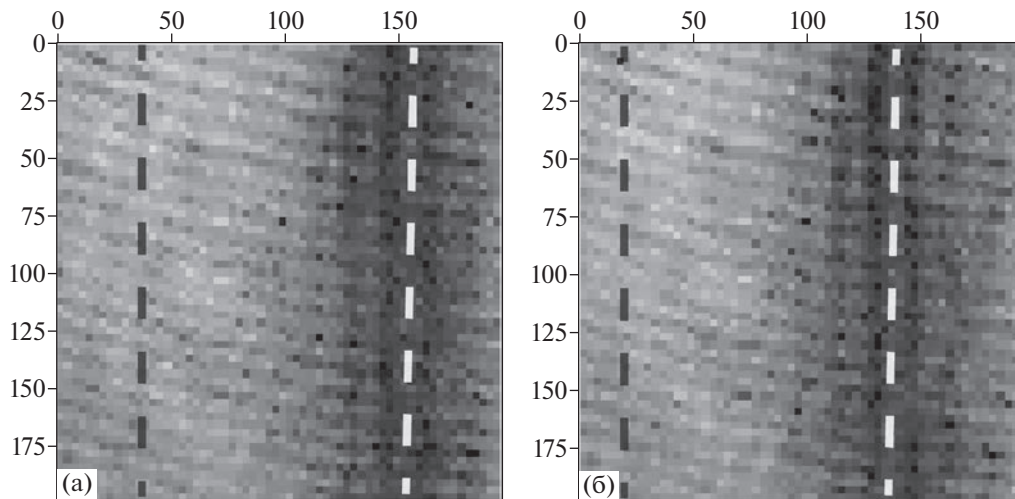


Рис. 3. Увеличенные расчетные области одной точки (штриховыми линиями обозначены центры интерференционных полос, значения по осям указаны в пикселях): **а** — опорный кадр; **б** — кадр с наибольшим сдвигом интерференционных полос.

терференционных полос относительно их начального положения на опорном кадре. Опорный кадр — это последний кадр, предшествующий появлению газового потока в области интерференции. На каждом из кадров также присутствовала невозмущенная область интерференции, которая позволяла исключить ошибку определения порядка сдвига интерференционной полосы.

На рис. 2 представлен кадр интерференционной картины во время прохождения газового потока через область регистрации, газ распространялся справа налево. Справа отмечена цилиндрическая вставка 1, слева — высокочастотный датчик динамического давления 2. Обозначены также область интерференции газового потока 3 и невозмущенная область интерференции 4. Расстояние между отмеченной на рис. 2 штриховой линией 5 и цилиндрической вставкой — 4 см. Вдоль штриховой линии выбиралось примерно 20 равноудаленных друг от друга точек. Для каждой из них определялась прямоугольная область высотой, равной диаметру чувствительного элемента датчика давления, и шириной, захватывающей вершины двух соседних интерференционных полос. Данная область использовалась для расчета сдвига центра интерференционной полосы, наиболее близкой к штриховой линии, в пикселях и для пересчета сдвига в пикселях в фазовый сдвиг. Типичная расчетная область одной точки отмечена на рис. 2 белым прямоугольником 6. Ее увеличенные изображения представлены на рис. 3а и 3б. Рис. 3а соответствует опорному кадру, рис. 3б — кадру с наибольшим сдвигом интерференционных полос. Штриховыми линиями

на рис. 3а и 3б отмечены центры интерференционных полос.

Таким образом, для каждой из точек исследуемого сечения была получена информация о динамике фазового сдвига ближайшей к ней интерференционной полосы. На рис. 4 представлена динамика фазового сдвига центров интерференционных полос для нескольких точек. Справа указаны расстояния от оси газового потока до соответствующей точки, слева — усредненная ошибка определения сдвига центра интерференционной полосы. Примерная величина усредненной ошибки

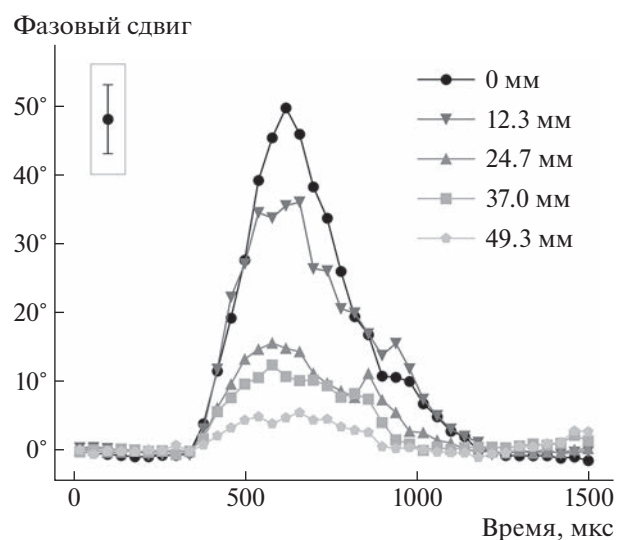


Рис. 4. Динамика фазового сдвига центров интерференционных полос на разных расстояниях от оси газового потока.

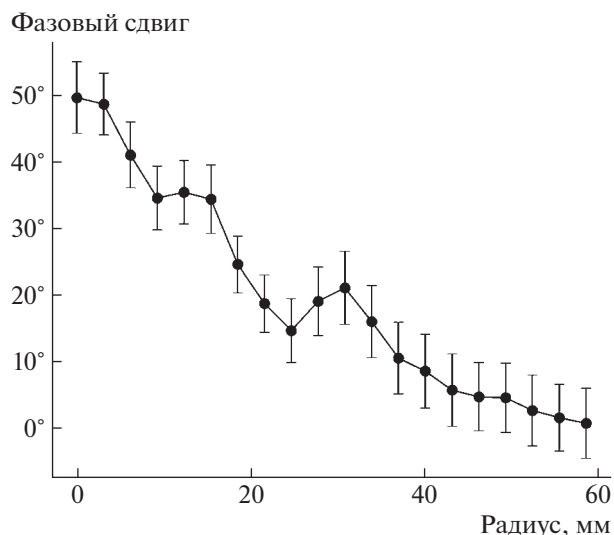


Рис. 5. Радиальное распределение накопленного вдоль хорды фазового сдвига для момента времени 618 мкс.

составляет 5° . Отсчет времени велся с момента подачи тока на катушку электромагнитного газового клапана.

Представленные на рис. 4 результаты являются накопленными вдоль хорды значениями фазовых сдвигов на расстоянии $z = 4$ см от цилиндрической вставки. Дальнейшая задача заключалась в пересчете данных значений в радиальные распределения изменения показателя преломления. Связь между накопленными вдоль хорды значениями фазовых сдвигов и изменением показателя преломления в случае цилиндрической симметрии газового потока описывается уравнением Абеля:

$$\Delta\varphi(r, z) = \frac{8\pi}{\lambda} \int_r^R \Delta n(\rho, z) \frac{\rho d\rho}{\sqrt{(\rho^2 - r^2)}}, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi(r, z)$ и $\Delta n(r, z)$ – фазовый сдвиг и изменение показателя преломления на расстоянии r от оси потока и на расстоянии z от цилиндрической вставки; λ – длина волны зондирующего излучения; R – радиус газового потока.

Решение уравнения (1) заключается в восстановлении подынтегральной функции $\Delta n(r, z)$. Пример исходных данных для расчета представлен на рис. 5. Данная зависимость представляет собой радиальное распределение накопленного вдоль хорды фазового сдвига для момента времени 618 мкс, когда наблюдался максимум концентрации в потоке. Наиболее распространенными методами решения уравнения Абеля являются прямые методы. Как отмечено в работе [6], наи-

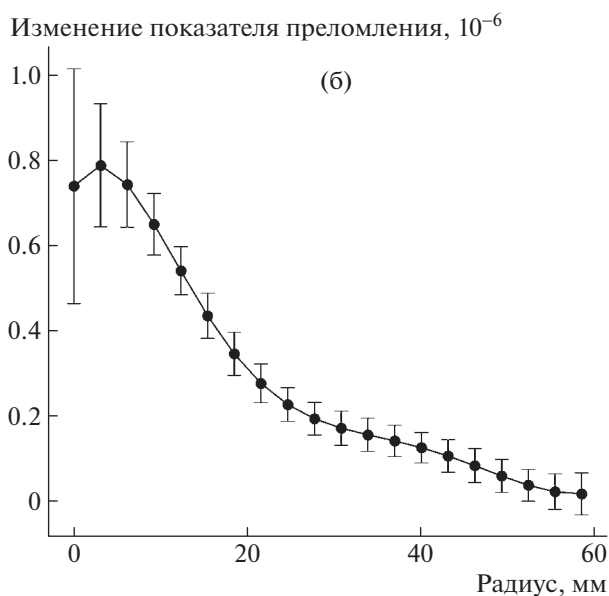
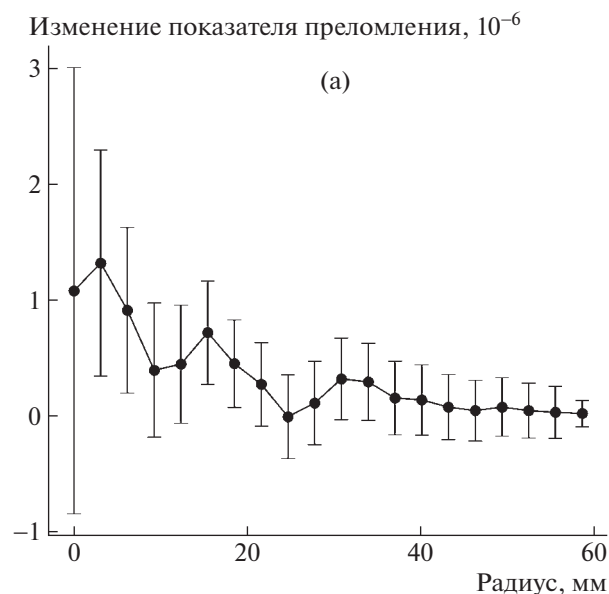


Рис. 6. Радиальные распределения изменения показателя преломления для момента времени 618 мкс: **а** – метод Бокастена; **б** – метод статистической регуляризации Турчина.

более надежным среди них является метод Бокастена [7]. На рис. 6а представлено радиальное распределение изменения показателя преломления, вычисленное с помощью данного метода для момента времени 618 мкс. Относительная ошибка на оси газового потока в данном случае составила 178%.

Причина больших ошибок, как отмечено в работе [6], может скрываться в решении уравнения (1) без применения регуляризационных процедур. Наиболее естественным методом решения уравнения (1) с применением регуляризации яв-

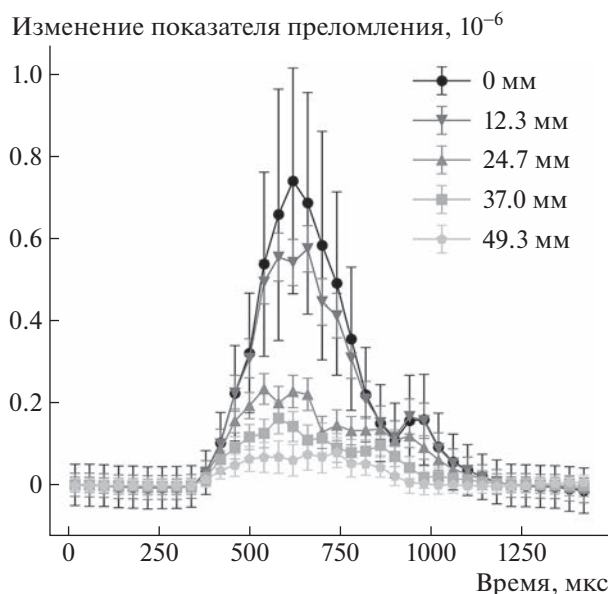


Рис. 7. Динамика изменения показателя преломления на разных расстояниях от оси газового потока.

ляется метод статистической регуляризации Турчина [8]. Данный метод требует внесения априорной информации о гладкости искомой функции $\Delta n(r, z)$ и характеристиках входного “шума”. В данной работе предполагалось, что у $\Delta n(r, z)$ существует производная 1-го порядка, а входной “шум” имеет нормальное распределение.

Статистическая регуляризация Турчина подразумевает замену уравнения (1) на задачу минимизации функционала от $\Delta n(r, z)$:

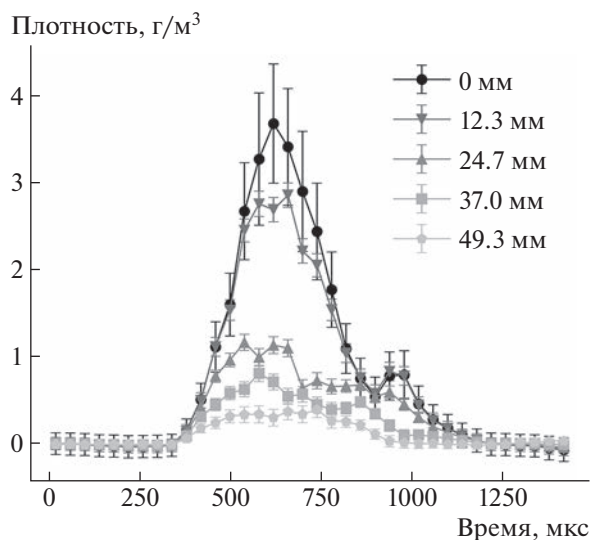


Рис. 8. Динамика плотности газового потока на разных расстояниях от его оси.

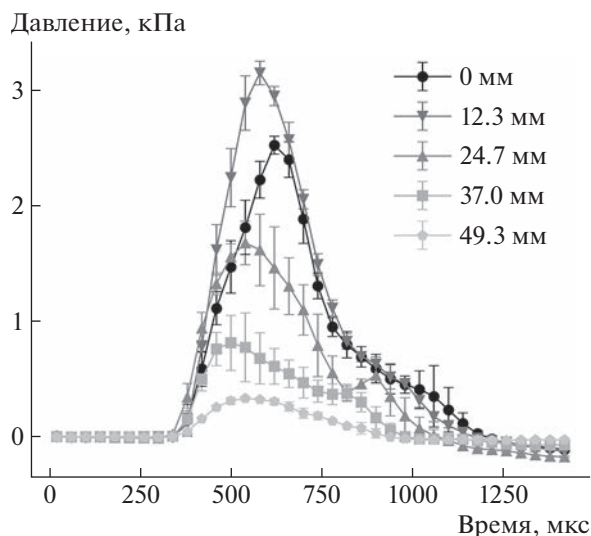


Рис. 9. Динамика давления газового потока на разных расстояниях от его оси.

$$\left\| \frac{8\pi}{\lambda} \int_r^R \Delta n(x, z) \frac{x dx}{\sqrt{(x^2 - r^2)}} - \Delta \varphi(r, z) \right\| + \alpha \int_r^R \left(\frac{d\Delta n(x, z)}{dx} \right)^2 dx = \min, \quad (2)$$

где α — параметр регуляризации.

Чем больше α , тем больше вес второго слагаемого и тем более сглаженным получается решение задачи (2). Параметр регуляризации α находился как значение, при котором логарифм апостериорной плотности вероятности $P(\alpha|\Delta\varphi)$ приближается к своему максимуму. Такой выбор α соответствует наиболее вероятному решению $\Delta n(r, z)$. На рис. 6б представлено радиальное распределение изменения показателя преломления, полученное с помощью метода статистической регуляризации Турчина для момента времени 618 мкс. Относительная ошибка на оси потока в данном случае составила 37%.

Как видно из рис. 6а и 6б, при одних и тех же исходных данных (см. рис. 5) метод статистической регуляризации Турчина приводит к меньшим ошибкам. Рассчитанная с помощью данного метода динамика изменения показателя преломления представлена на рис. 7. Справа указаны расстояния от выбранных точек до оси газового потока.

Полученные таким образом данные о динамике изменения показателя преломления использовались для расчета динамики плотности газового потока. Связь между показателем преломления и плотностью газового потока описывается формулой Лоренца—Лорентца:

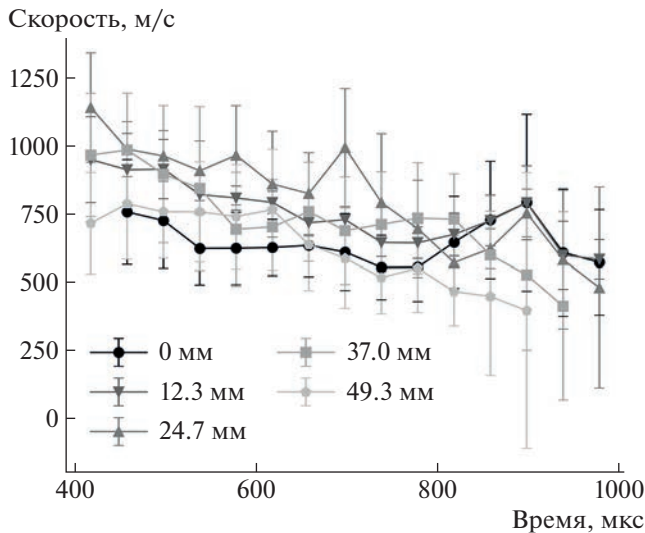


Рис. 10. Динамика скорости газового потока на разных расстояниях от его оси.

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = q, \quad (3)$$

где n — показатель преломления, ρ — плотность газового потока, q — удельная рефракция газа.

Рассчитанная с помощью формулы (3) динамика плотности газового потока представлена на рис. 8. Справа указаны расстояния от выбранных точек до оси газового потока.

Для расчета динамики скорости газового потока, помимо плотности в разных точках, необходимо знать давление потока. Оценки скорости газового потока показали, что в данном случае имело место сверхзвуковое течение газа. Связь между

скоростью, давлением и плотностью газа в таком случае описывается соотношением [9]:

$$p - p_n = \frac{2}{k+1} \rho v^2, \quad (4)$$

где p — давление, регистрируемое датчиком, p_n — давление потока, ρ — плотность потока, v — скорость потока, $k = 1.66$ — показатель адиабаты гелия. В данном случае предполагалось, что p_n примерно равно ρv^2 . Скорость в таком случае выражается формулой

$$v = \sqrt{\frac{k+1}{k+3} \frac{p}{\rho}}. \quad (5)$$

Данные о динамике давления газового потока, как упоминалось ранее, были получены с применением высокочастотного датчика динамического давления. За каждый пуск клапана регистрировалась динамика давления для одной точки, полная картина получалась последовательным перемещением датчика и пусками клапана. На рис. 9 представлена динамика давления газового потока на разных расстояниях от его оси. Максимальное давление наблюдалось на расстоянии 12 мм от оси потока.

Рассчитанная для нескольких точек с помощью формулы (4) динамика скорости газового потока представлена на рис. 10. С приемлемой точностью удалось рассчитать скорость в диапазоне времени от 420 до 1020 мкс, когда значения плотности потока и динамического давления существенно превышают погрешность их определения. Как видно из рис. 10, скорость потока со временем падает, однако в некоторые моменты времени наблюдались увеличения скорости, связанные с особенностями работы клапана.

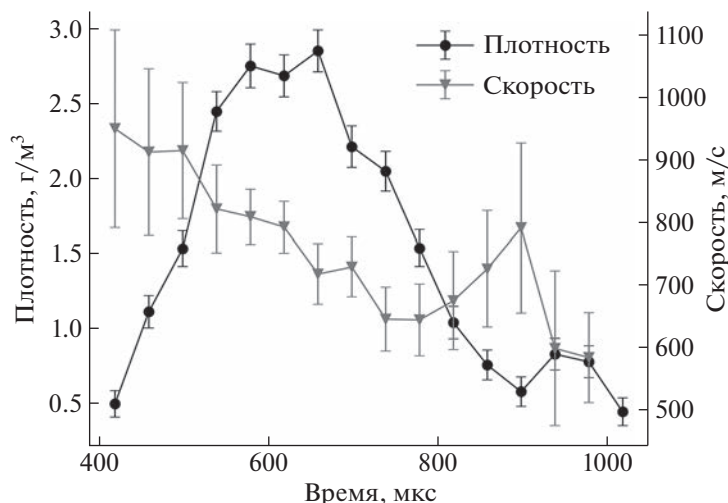


Рис. 11. Динамика плотности и скорости газового потока на расстоянии 12 мм от его оси.

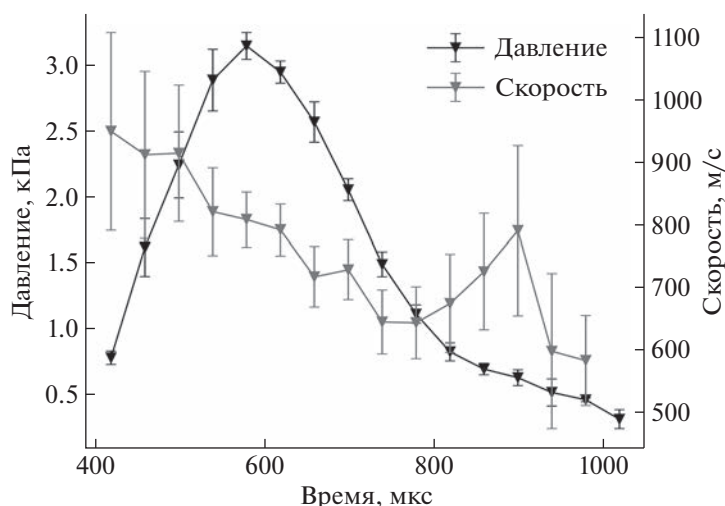


Рис. 12. Динамика давления и скорости газового потока на расстоянии 12 мм от его оси.

Рис. 11 и 12 демонстрируют зависимости плотности и скорости, а также зависимости давления и скорости газового потока от времени на расстоянии 12 мм от его оси.

Таким образом, разработанная методика позволила рассчитать пространственные и временные распределения плотности и скорости потока гелия миллисекундной длительности. Область диагностики ограничена диаметром зондирующего излучения, который составлял порядка 10 см. В настоящей конфигурации данного стенда минимальные регистрируемые значения плотности и скорости газового потока определяются экспериментальными погрешностями, которые были равны 0.0001 кг/м^3 и 400 м/с соответственно. Для более детального исследования характеристик газового потока существует возможность увеличения пространственного и временного разрешения. Увеличение расстояния между камерой и разделяющим зеркалом (см. рис. 1) позволяет за счет уменьшения области диагностики увеличить пространственное разрешение. Такого же эффекта можно достичь при уширении интерференционных полос. Благодаря широкому диапазону настроек высокоскоростной камеры Phantom v2512 помимо пространственного разрешения можно менять временное. Максимальное разрешение камеры — 1280×800 точек при частоте кадров 25 кГц, максимальная частота кадров — 1 МГц при разрешении 128×16 точек.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4ф.241.09.22.1127 от 25.08.2022.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А.И. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 131.
2. Климов Н.С., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Кочнев Д.М., Ярошевская А.Д., Урлова Р.В., Козлов А.Н., Коновалов В.С. // ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. № 3. С. 52. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-3-52-63>
3. Kozlov A.N., Klimov N.S., Kononov V.S., Podkovyrov V.L., Urlova R.U. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Т. 1394. № 1. С. 012021. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012021>
4. Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Казаков О.Е., Морозов А.И., Павличенко О.С., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Тиаров М.А., Трубочанинов С.А., Царенко А.В., Чеботарев В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 158.
5. Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Морозов А.И., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Царенко А.В., Чеботарев В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 168.
6. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. // Физика горения и взрыва. 1974. № 6. С. 923.
7. Bockasten K. // JOSA. 1961. Т. 51. № 9. С. 943.
8. Турчин В.Ф., Нозик В.З. // Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5. № 1. С. 29.
9. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика: учеб. руководство для вузов: в 2 ч., 5-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1991. Ч. 2. С. 118.

**ЗАМКНУТЫЙ БЕСКОНТАКТНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ
В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР 1000–2500 К**© 2023 г. А. В. Румянцев^{а,*}, И. Н. Пятых^а^аБалтийский федеральный университет им. Иммануила Канта
Россия, 236041, Калининград, ул. Александра Невского, 14

*e-mail: albert37@list.ru

Поступила в редакцию 01.09.2022 г.

После доработки 23.12.2022 г.

Принята к публикации 03.02.2023 г.

Описан замкнутый бесконтактный метод сходящихся радиальных температурных волн, создаваемых при высокочастотном индукционном модулированном нагреве образца цилиндрической формы. Метод предназначен для исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области высоких температур. Для реализации метода создана экспериментальная установка на базе современной аппаратуры. По данным эксперимента теплофизические параметры определяются со следующими погрешностями: температуропроводность – 2%; теплоемкость – 3%; теплопроводность – 5%; удельное электросопротивление – 1.4%; мощность – 2%. После этого вычисляются плотность, коэффициент объемного теплового расширения, электронная и решеточная теплопроводность, объемная теплоемкость, коэффициент теплоусвоения, монохроматическая и интегральная степени черноты, энтальпия, энтропия, энергия Гиббса. На конкретном примере при исследовании сплава замещения и сплава внедрения показаны преимущества замкнутого метода.

DOI: 10.31857/S0032816223040055, EDN: SUMLUE

ВВЕДЕНИЕ

Главным недостатком современных, даже комплексных, методов, рассмотренных в обзоре А.Д. Ивлиева [1], является их незамкнутость. Определяются, например, только температуропроводность или температуропроводность и удельная теплоемкость. Незамкнутость метода означает, что при обработке результатов эксперимента необходимо использовать внешние данные, взятые из справочников или журнальных статей. Этот недостаток особенно заметен при исследовании новых материалов, сплавов замещения и внедрения. Замкнутым является метод, в котором при обработке результатов эксперимента не используют внешние данные, вся нужная информация содержится в данных, полученных в ходе эксперимента. Различают контактный и бесконтактный методы. В области высоких температур предпочтителен последний, так как в этом случае опускается необходимость внесения поправок на теплоотвод по токоподводам, потенциальным выводам, термопарам.

В данной работе приведено описание замкнутого бесконтактного метода, установки для его реализации, методик проведения эксперимента и обработки данных эксперимента.

Для исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области высоких температур широко используются методы температурных волн [1], в частности, метод радиальных сходящихся/расходящихся температурных волн, реализуемый на образцах цилиндрической формы [2–5].

В области высоких температур наиболее эффективным методом является метод регулярного теплового режима третьего рода – режима установившихся периодических изменений температуры, который позволяет уменьшить влияние теплообмена излучением до величины, носящей характер малой поправки, ограничиться одним датчиком температуры, обеспечить естественную многократную повторяемость получаемых в эксперименте данных, широко использовать радиотехнические средства измерений.

Сущность предлагаемого метода состоит в следующем. Образец исследуемого материала, имеющий форму сплошного цилиндра, нагревается при помощи коаксиально расположенного индуктора, подключенного к блоку нагревательного контура высокочастотного генератора. При периодических изменениях (модуляции) мощности нагрева в образце возникает колебательный теп-

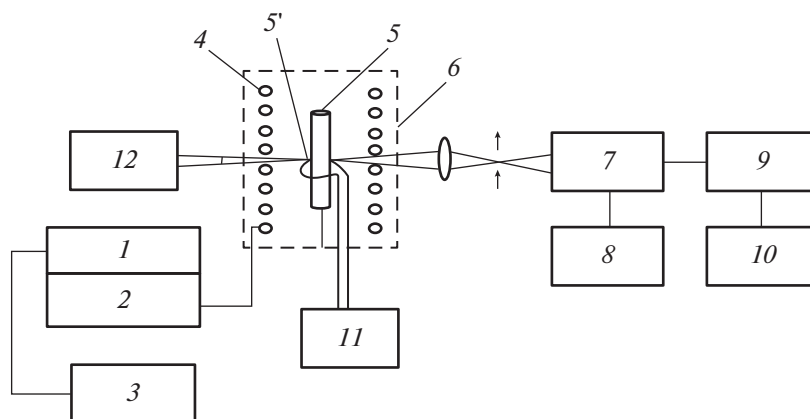


Рис. 1. Принципиальная схема установки: 1 – ВГТ-7; 2 – БНК; 3 – блок модуляции; 4 – индуктор; 5 – образец с отверстием 5' в центре; 6 – колпак; 7 – ФД-263; 8 – схема компенсации; 9 – измерительный блок; 10 – блок регистрации; 11 – измеритель ЭДС; 12 – пирометр ЛОП-72.

ловой процесс — так называемые радиальные температурные волны, распространяющиеся от поверхности образца к его оси. Используется регулярная стадия процесса (установившийся тепловой режим), в которой колебания температуры в любой точке образца однозначно определяются его тепловыми и электрическими свойствами и законом изменения мощности. Основное содержание метода состоит в аналитическом выражении указанных взаимосвязей, вследствие чего процесс измерений сводится к регистрации колебаний температуры образца и определению вводимой в него мощности. Существенным является выполнение следующего требования: отношение амплитуды колебания температуры ϑ к установившейся средней температуре образца θ должно удовлетворять условию $(\vartheta/\theta) \ll 1$, что позволяет рассматривать влияние теплообмена за счет излучения в виде малой поправки и, тем самым, линеаризовать задачу и использовать принцип суперпозиции.

Индукционный нагрев имеет ряд преимуществ в сравнении с электронным нагревом. Во-первых, источник нагрева — индуктор — имеет температуру охлаждающей воды, в то время как при электронном нагреве раскаленные электроды распыляются и материал электродов попадает на образец. Во-вторых, отпадает необходимость в исключении влияния излучения электродов на регистрируемое излучение поверхности образца (полезный сигнал). К достоинству индукционного и электронного нагревов следует отнести возможность исследовать большеразмерные цилиндрические образцы, в силу чего процесс сублимации практически не оказывает влияния на экспериментальные результаты, в отличие от работы с малоразмерными образцами. Теория метода достаточно подробно изложена в работах [2–4].

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Реализация метода радиальных температурных волн осуществляется на установке, схема которой представлена на рис. 1. В качестве источника энергии используется серийный высокочастотный генератор ВЧУ-15/440 (мощность 15 кВт, частота 440 кГц), который состоит из двух связанных блоков: высокочастотного транзисторного генератора ВГТ-7 (1) и блока нагревательного контура БНК (2). Подключенный к БНК охлаждаемый водой индуктор (4) размещается в вакуумной камере агрегата ВА-01. Верхняя часть камеры — стеклянный колпак (6), шлиф которого через вакуумную смазку соединен с водоохлаждаемым шлифом нижней металлической части камеры. В камере обеспечивается давление на уровне 10^{-5} Торр. В индуктор (4) коаксиально помещен исследуемый образец (5) в виде цилиндра. Диаметр образца 8–10 мм, длина 80–100 мм. В центре цилиндра выполнено отверстие (5') диаметром 0.7 мм и глубиной 6 мм, представляющее собой модель абсолютно черного тела (коэффициент излучения около 0.99), по излучению которой оптическим пирометром (12) ЛОП-72 ($\lambda = 0.65$ мкм) определяется абсолютная температура T . Этим же пирометром определяется температура поверхности образца — яркостная температура T_s . Градуировочная характеристика пирометра поправлена на наличие стекла между образцом и пирометром.

Периодические изменения вводимой в образец мощности осуществляются в режиме “включено/выключено”, для чего генератор прямоугольных импульсов AFG-72005 (3) подает на ВГТ-7 (1) запирающий сигнал амплитудой 10 В и частотой ϕ (значение частоты отражается на дисплее генератора). Колебания температуры регистрируются с небольшого участка поверхности

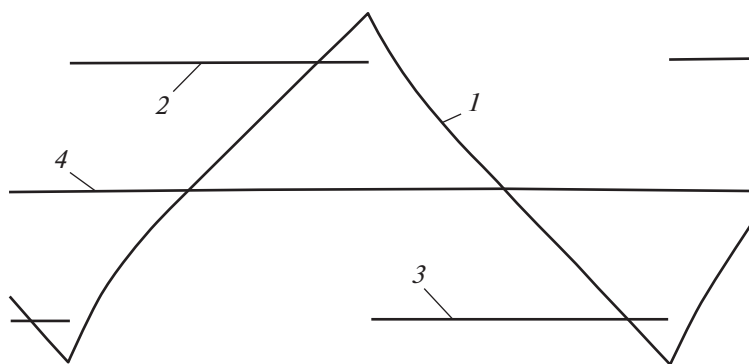


Рис. 2. Типичная осциллограмма колебания температуры поверхности: 1 – кривая изменения температуры; 2 – генератор включен; 3 – генератор выключен; 4 – средняя (нулевая) линия, относительно которой кривая 1 должна располагаться симметрично.

образца вблизи его середины тремя фотодиодами ФД-263 (7), которые размещены на водоохлаждаемой пластине. На фотодиоды подается напряжение питания +27 В от трех батарей, имеющих общую нагрузку $R_{\phi} = 1.0$ МОм. Постоянная составляющая сигнала $V_{\pm}$, соответствующая средней температуре θ образца, компенсируется схемой деления напряжения (8), а переменная составляющая $V_{\pm}$, обусловленная колебаниями температуры ϑ , подается с нагрузки фотодиодов на цифровой осциллограф USB АКИП серии 75000 (9) для измерения амплитуды 1-й гармоники колебания температуры. Судить о полноте компенсации постоянного сигнала можно по расположению осциллограммы на экране ноутбука (10). Осциллограмма должна располагаться симметрично относительно средней линии. Вид типичной осциллограммы при записи колебаний температуры приведен на рис. 2.

Для реализации бесконтактного метода определения ρ – удельного электросопротивления вокруг образца на уровне его середины располагаются две разного диаметра катушки с нанесенной на их внешней поверхности резьбой глубиной и шагом 0.3 мм на каждую из которых навиты 5 витков вольфрамовой проволоки диаметром 0.1 мм с выводами от двух, трех и пяти витков каждой катушки. Выводы подключены к шестидиапазонному переключателю с выходом на цифровой осциллограф DSO 1002A (11), что позволяет измерять по три ЭДС с каждой катушки: ε_2 , ε_3 и ε_5 .

В эксперименте с осциллографа USB АКИП серии 75000 на экран ноутбука выводится изображение кривой колебания температуры при фиксированной частоте модуляции φ_i ($i = 1-4$). Схемой компенсации кривая колебания температуры располагается симметрично относительно средней линии, и измеряется амплитуда первой гармоники. Схема компенсации представляет собой делитель напряжения, что позволяет изменением напряжения на постоянном сопротивлении $R_{\pi} =$

$= 0.5$ кОм подавать на сопротивление, равное сопротивлению, к которому подключены фотодиоды, напряжение $(-V_{\pm})$ обратного знака, компенсирующее напряжение $+V_{\pm}$, обусловленное постоянной составляющей температуры θ . Величина $V_{\pm}$ рассчитывается по формуле

$$V_{\pm} = E \frac{R_{\pi}}{R_{\pi} + R_{\text{mag}}}, \quad (1)$$

где E – напряжение питания схемы компенсации 27 В (три батареи); R_{mag} – магазин сопротивлений типа МСР-60, наименьший шаг 0.01 Ом.

Варьированием величины R_{mag} добиваются, чтобы кривая колебаний температуры располагалась симметрично относительно средней линии, после чего величина R_{mag} регистрировалась. Одновременно регистрировались 6 значений ЭДС ε_i и с помощью пирометра ЛОП-72 замерялись токи $I_{\text{пир}}$ и $I_{\text{пир},s}$. Регистрировалась также частота f (в килогерцах) и частоты модуляции φ_i (в герцах), выведенные на дисплеях генераторов. Затем изменением мощности нагрева устанавливалась следующая температура, и процесс измерений повторялся вплоть до достижения максимальной температуры.

Результатами эксперимента при фиксированной температуре являлись 4 значения $V_{\pm}$ и R_{mag} , соответствующие четырем частотам φ модуляции (показаны на дисплее генератора модуляции), 6 значений ЭДС ε_i ; линейная частота индукционного генератора f (отражается на дисплее генератора), измеренные токи через пирометрическую лампу пирометра при сравнении ее светимости со светимостью модели черного тела – $I_{\text{пир}}$, или поверхности образца – $I_{\text{пир},s}$. Размеры образца и катушек измерены заранее.

Степень соответствия реальных условий эксперимента теории метода проверялась на образцах разных диаметров. Отличие температурных изотерм вдоль длины образца от изотерм для слу-

Таблица 1. Экспериментальные данные

$f_{\text{ген}}, \text{кГц}$	$\Phi_{\text{модул}}, \text{Гц}$	$I_{\text{пир}}, \text{А}$	$R_{\text{маг}}, \text{кОм}$	$V_{\sim}, \text{В}$	$m_{\text{витк}}$	$E_1, \text{В}$	$E_2, \text{В}$	$I_{\text{пир}, s}, \text{А}$
436.2	0.320	0.340	3.5676	0.381	5	136.15	56.17	0.302
432.4	0.480	0.339	3.5663	0.210	3	81.70	33.71	0.299
429.0	0.720	0.342	3.5809	0.158	2	54.55	22.47	0.301
428.4	0.864	0.340	3.5477	0.126	Среднее			0.298
$\gamma = 1.51 \cdot 10^4 \text{ К}$		$E_{\text{модул}} = 27 \text{ В}$					0.300	

чая аксиальной симметрии отмечено в области, примыкающей к торцам сплошного цилиндра $1.5d$. Это означает, что на остальной длине образца осевые волны отсутствуют, как того требует теория радиальных температурных волн.

Существенным является выбор радиусов контуров. Исследования в работе [3] показали, что для приемлемой точности измерения мощности в 2% минимальный радиус контура должен иметь размер $R_{\text{к}, \text{мин}} > 1.3 R_{\text{обр}}$. Максимальная величина радиуса контура ограничивается областью, в которой начинает сказываться влияние отдельных витков индуктора ($R_{\text{инд}} = 20$), $R_{\text{к}, \text{макс}} < (R_{\text{инд}} - 5h)$, где $h \sim 1.5$ – зазор между витками индуктора.

С учетом этих соотношений найдем $1.3 R_{\text{обр}} < R_{\text{к}} < (R_{\text{инд}} - 5h)$.

Для $R \sim 5$ –6 получим $16 < d_{\text{к}} < 25$. Отсюда $d_{\text{к}, \text{мин}} \sim 17$, $d_{\text{к}, \text{макс}} \sim 24$ и $d_{\text{к}, \text{макс}}/d_{\text{к}, \text{мин}} = 1.4$.

ПРИМЕР РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Для подтверждения работоспособности предлагаемого метода приведем процедуру регистрации результатов эксперимента и расчета по ним таких параметров, как a , c_p , λ , ρ , d , β , $\epsilon_{\lambda T}$ и ϵ_T сплава Ta10W0.25C (карбид).

По достижении давления 10^{-5} Торр включается генератор ВЧУ-15/440 и устанавливается температура около $\sim 2000 \text{ К}$. Этот режим сохраняется примерно 2 ч. Затем осуществляется юстировка оптической схемы регистрации светимости с небольшого участка посередине поверхности образца и выставляется минимальная мощность (на дисплее генератора ВГТ-7 высвечивается частота генератора f в кГц), после чего включается модуляционный генератор с предварительно выставленной частотой Φ_i модуляции, которая указывается на дисплее в герцах. Генератор ВГТ-7 и связанный с ним БНК начинают работать в режиме “включено/выключено”. По прошествии некоторого времени устанавливается средняя температура θ и измеряются токи $I_{\text{пир}}$ и $I_{\text{пир}, s}$. С выхода измерительного осциллографа USB АКИП серии 75000 сигнал подается на экран ноутбука, и с помощью магазина сопротивлений МСР-60 в ком-

пенсационной схеме осциллограмма колебаний температуры ϑ выставляется симметрично относительно нулевой – средней линии на экране ноутбука.

Значения сопротивлений $R_{\text{маг}}$ записываются, как и частоты генераторов, и токи пирометра. Затем на экране ноутбука включается опция “спектр” и измеряется $V_{\sim}$ – амплитуда 1-й гармоники колебания температуры. С помощью осциллографа DSO1002A 60 МГц замеряются ЭДС с пяти, трех и двух витков каждой из катушек, диаметры которых равны 24 мм и 17 мм ($n = 1.4$). Затем устанавливается следующая частота модуляции, и вся процедура с регистрацией данных повторяется, как показано выше. Обычно устанавливается 4 частоты модуляции. Затем вводимая мощность повышается, и вновь вся процедура повторяется, но уже при новой температуре, и так до конца диапазона. Результаты типичного эксперимента представлены в табл. 1. Здесь же приведен предварительно найденный параметр оптической системы $\gamma = 1.51 \cdot 10^4 \text{ К}$.

Обработка результатов эксперимента начинается с вычисления абсолютной и яркостной температур: $T = 1297 \text{ К}$ и $T_s = 1237 \text{ К}$, определяемых по значениям $I_{\text{пир}}$ и $I_{\text{пир}, s}$. Данные для остальных расчетов приведены в табл. 2.

В нашей работе [6] предложен новый бесконтактный способ определения ρ с использованием формулы для мощности: по отношению измеренных в процессе эксперимента ЭДС с одного витка контуров разных диаметров (заметим, что мощность не зависит от диаметра контуров):

$$\frac{\bar{E}_2}{\bar{E}_1} = \left(\frac{[N_{\text{к}2}^2 - 1 + 2f_2(\eta)]^2 + 4\eta^2 f_1^2(\eta)}{[N_{\text{к}1}^2 - 1 + 2f_2(\eta)]^2 + 4\eta^2 f_1^2(\eta)} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

$$N_{\text{к}2} < N_{\text{к}1}.$$

По формуле (2) предварительно строится функция $\eta = \psi(\bar{E}_2/\bar{E}_1)$, где $\bar{E}_2$ и $\bar{E}_1$ – ЭДС с одного витка разных контуров. Функция описывается линейным уравнением (с коэффициентом достоверности $R^2 = 1$), например, при $N_{\text{к}1}/N_{\text{к}2} = 1.4$:

$$\eta(\bar{E}_2, \bar{E}_1) = 3.36268(\bar{E}_2/\bar{E}_1) - 1.328. \quad (3)$$

Таблица 2. Расчет безразмерной толщины скин-слоя η и удельного электросопротивления ρ 1-й гармоники мощности

ε_1 , В	ε_2 , В	$\bar{\varepsilon}_2/\bar{\varepsilon}_1$	Расчет по формуле
27.230	11.239	$11.240/27.231 = 0.412612$	(2)
27.233	11.243	$\eta = 3.36268 \cdot 0.412612 - 1.328 = 0.059483$	(3)
27.227	11.238	$\rho = (2\pi d\eta)^2 F \cdot 10^{-4} = 39.4384 \cdot 25 \cdot 10^{-6} \cdot (5.9483 \cdot 10^{-2})^2 \cdot 432 \cdot 10^{-4} = 59.75 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$	(4)
$\bar{\varepsilon}_1$ 27.230	$\bar{\varepsilon}_2$ 11.240	$W(\bar{\varepsilon}_1, \rho, \eta) = 4177.201 \text{ Вт/м}; W(\bar{\varepsilon}_2, \rho, \eta) = 4182.369 \text{ Вт/м}; \bar{W} = 4179.785 \text{ Вт/м}$	(5)

По приведенным в табл. 2 средним значениям ЭДС с одного витка по формуле (2) находится значение η , что позволяет определить величину удельного электросопротивления образца:

$$\rho \cdot 10^4 = f(2\pi d\eta)^2, \quad (4)$$

где f , кГц — частота высокочастотного генератора.

Таким образом, метод становится бесконтактным, при этом отпадает необходимость в измерении величины ρ в отдельном эксперименте, она находится по данным эксперимента. Это особенно важно при исследованиях металлов с фазовым α – β -переходом.

Знание средних значений ЭДС, η и ρ , приведенных в табл. 2, позволяет рассчитать мощность, введенную в образец [2–4]:

$$W = \frac{2\bar{\varepsilon}^2\eta^3}{\pi\rho} \frac{f_1(\eta)}{[N_k^2 - 1 + 2f_2(\eta)]^2 + 4\eta^2 f_1^2(\eta)}, \quad (5)$$

здесь $\bar{\varepsilon}$ — величина ЭДС, наведенной на одном витке проволочного контура радиусом R_k ; $N_k = R_k/R$ — отношение радиусов контура и образца; $f_1(\eta) = 1 - \eta - 0.25\eta^2$; $f_2(\eta) = \eta(1 + 0.25\eta^2 + 0.5\eta^3)$. Поскольку в расчетах фигурирует 1-я гармоника мощности, вычисленная по формуле (4), величина мощности умножается на коэффициент $2/\pi$. Мощность рассчитывается по обеим величинам ЭДС, затем находится среднее значение с целью уменьшения погрешности. Результаты расчетов занесены в табл. 2.

По данным $R_{\text{маг}}$ и V_- , приведенным в табл. 1, по формуле (1) находится V_+ (см. табл. 3). На основе этих данных по формуле

$$\vartheta = \frac{V_- T^2}{V_+ \beta} \quad (6)$$

рассчитывают амплитуды первых гармоник колебания температуры ϑ ($\gamma = 1.51 \cdot 10^4 \text{ К}$) (см. табл. 3).

По данным табл. 3 находят значения отношения ϑ_i/ϑ_j (6 значений), что позволяет по предварительно построенным зависимостям $\vartheta_i/\vartheta_j =$

$= f(\vartheta_j^2, \eta)$ найти ϑ_j^2 . Тогда температуропроводность можно вычислить по формуле

$$a = (R^2 2\pi\vartheta)/\vartheta_j^2. \quad (7)$$

Можно вычислить и значения функций $\psi_1(\vartheta^2, \eta)$ и $\psi_2(\vartheta^2, \eta)$. Результаты расчетов заносятся в табл. 4.

По данным таблиц 2–4 и формулам для расчета удельной теплоемкости c_p (m — масса единицы длины образца) и теплопроводности λ :

$$c_p = [\bar{W}/(m2\pi\vartheta)]\psi_1(\vartheta^2, \eta), \quad (8)$$

$$\lambda = [\bar{W}/(2\pi\vartheta)]\psi_2(\vartheta^2, \eta) \quad (9)$$

производится расчет удельной теплоемкости и теплопроводности. Результаты расчетов, а также средние значения и отклонения от них приведены в табл. 5. По данным табл. 5 по известным формулам на основе данных для a , c_p , λ рассчитывают плотность d , коэффициент объемного теплового расширения β , а также спектральную и интегральную степени черноты поверхности образца, значения которых приведены также в табл. 5. С помощью β вносятся поправки в значения c_p и λ на тепловое расширение и на теплообмен излучением. Процедура внесения поправок продолжается до тех пор, пока различия между исходными и окончательными расчетными результатами не окажутся в пределах 1%. Обычно достаточно двух процедур пересчета. Отметим, что вследствие выполнения условия $\vartheta/T \ll 1$ поправка на теплообмен излучением $\Delta\vartheta/\vartheta$ при $T = 2500 \text{ К}$ составляет не более чем примерно 1%.

Таблица 3. Расчет амплитуды 1-й гармоники колебания температуры

Фмодул, Гц	$R_{\text{маг}}$, кОм	V_- , В	V_+ , В, расчет по (1)	ϑ , К, расчет по (6)
0.320	3.5676	0.381	3.319	12.8
0.480	3.5663	0.210	3.320	7.03
0.720	3.5809	0.158	3.308	5.33
0.864	3.5477	0.126	3.335	4.21

Таблица 4. Расчет температуропроводности и табулированных функций $\psi_1(\vartheta^2, \eta)$ и $\psi_2(\vartheta^2, \eta)$

ϑ_i/ϑ_j	ϑ_1/ϑ_2	ϑ_1/ϑ_3	ϑ_1/ϑ_4	ϑ_2/ϑ_3	ϑ_2/ϑ_4	ϑ_3/ϑ_4	
	1.82	2.409	3.055	1.326	1.642	1.279	
ϑ_i^2	ϑ_2^2	ϑ_3^2	ϑ_4^2	ϑ_3^2	ϑ_4^2	ϑ_4^2	
	2.32	3.47	5.18	6.31	6.25	6.27	
$a, 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ расчет по (7)	21.60	21.72	21.81	21.50	21.71	21.64	$a = 21.66 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$
$ \% $	0.28	0.277	0.69	0.74	0.23	0.092	0.380
$\psi_1(\vartheta^2, \eta)$	1.019	1.143	1.272	1.389			
$\psi_2(\vartheta^2, \eta)$	1.193	0.653	0.499	0.436			

Таблица 5. Результаты определения основных теплофизических характеристик сплава внедрения

	$T = 1297 \text{ К}$							
	$a, 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с},$ расчет по (7)	$c_p, 10^2 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$ расчет по (8)	$\lambda, \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}),$ расчет по (9)	$\rho, 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$	$d, 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$	$\beta, 10^{-6} \text{ 1}/\text{К}$	ε_T	$\varepsilon_{\lambda T}$
	21.60	1.692	62.70	59.75	16.82	20.5	0.161	0.440
	21.72	1.706	62.82					
	21.81	1.670	61.53					
	21.50	1.775	60.86					
	21.71							
	21.63							
Среднее	21.66	1.710	61.98					
$ \% $	0.38	1.87	1.27					

Как и следовало ожидать, погрешность определения температуропроводности наименьшая в сравнении с остальными. Это связано с тем, что погрешности определения c_p и λ зависят от погрешностей определения первых гармоник амплитуды колебания температуры ϑ и мощности W_1 , введенной в исследуемый образец, которые малы. Полученные результаты подтверждают работоспособность установки для экспериментального определения теплофизических характеристик металлов и сплавов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ
В ДИАПАЗОНЕ 1000–2500 К

Преимущества замкнутого метода особенно заметны при исследованиях теплофизических свойств сплава замещения и сплава внедрения – карбида, аномальное поведение политейм всех свойств которого ожидаемо. Считается, что при исследовании сплавов замещения теплоемкость и плотность как аддитивные свойства могут быть найдены по процентным вкладам основных компонентов сплава, значения которых обычно известны. Однако, с нашей точки зрения, и сплавы

замещения нужно изучать экспериментально, а использование аддитивности указанных свойств необходимо лишь для оценки их величины.

В качестве подтверждения данного утверждения на рис. 3–5 приведены результаты исследования сплавов замещения и внедрения – Ta10W и Ta10W0.25C (карбид) с помощью описанного замкнутого бесконтактного метода. У политейм свойств карбида сохранены маркеры, чтобы показать малость изменений температуры в ходе эксперимента. Такие малые ΔT нужны, чтобы определить температуру начала аномального поведения того или иного свойства карбида. Согласно всем рисункам, это температура $T \approx 1900 \text{ К}$.

Температуропроводность обоих сплавов падает с ростом температуры, причем у карбида, начиная с $T \sim 1900 \text{ К}$, очень существенно. В диапазоне 1900–2300 К падение составляет более 41% (рис. 3а). У сплава замещения падение температуропроводности во всем диапазоне составляет 16.5%. Такое поведение политейм температуропроводности сплавов (у сплава внедрения только до $T \sim 1900 \text{ К}$) объясняется тем, что температуропроводность Ta в этом диапазоне температур тоже падает на 16.5%. Температуропроводности спла-

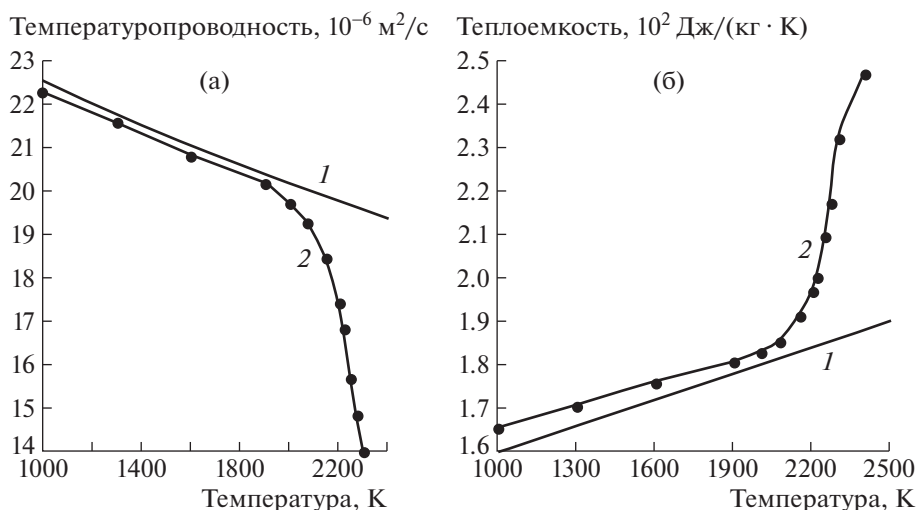


Рис. 3. Политермы сплава замещения (1) и сплава внедрения (2): **а** – температуропроводности, **б** – удельной теплоемкости.

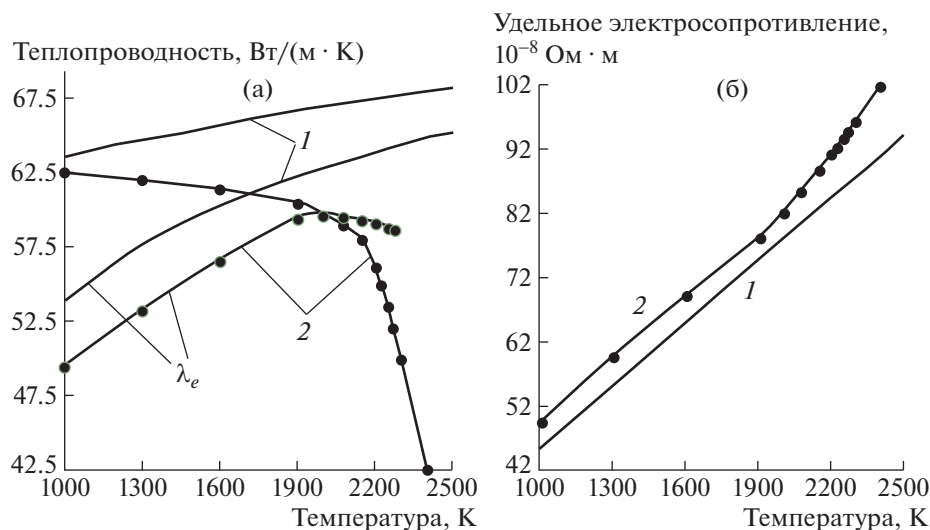


Рис. 4. Политермы сплава замещения (1) и сплава внедрения (2): **а** – теплопроводности, **б** – удельного электросопротивления.

вов лежат несколько выше температуропроводности тантала вследствие вклада в них большой температуропроводности W, величина которой почти в два раза превышает таковую для Ta.

На рис. 3б приведены политермы удельной теплоемкости сплавов. До температуры 1900 К теплоемкости сплавов почти совпадают по величине, но выше 1900 К теплоемкость сплава внедрения возрастает с температурой на 36%, в то время как у сплава замещения всего лишь на 15.6% во всем диапазоне. Различия экспериментальных и найденных по процентам данных для теплоемкости сплава замещения на концах диапазона составляет 5.3% и 3.6% соответственно. Политерма

теплоемкости сплава внедрения, как и политерма температуропроводности, начиная с $T \sim 1900 \text{ К}$, носит явно выраженный аномальный характер.

На рис. 4а приведены политермы теплопроводности. Теплопроводность сплава замещения и ее электронный компонент растут с температурой на 7.2% и 17.4% соответственно. Теплопроводность карбида до температуры $T = 1900 \text{ К}$ монотонно падает на 3.3%, после чего наблюдается резкое падение на 42%. Электронный компонент λ_e теплопроводности карбида, как и сплава замещения, до температуры 1900 К растет на 19.8%, после чего, пересекая суммарную политерму λ , монотонно падает примерно на 0.9%. Это свиде-

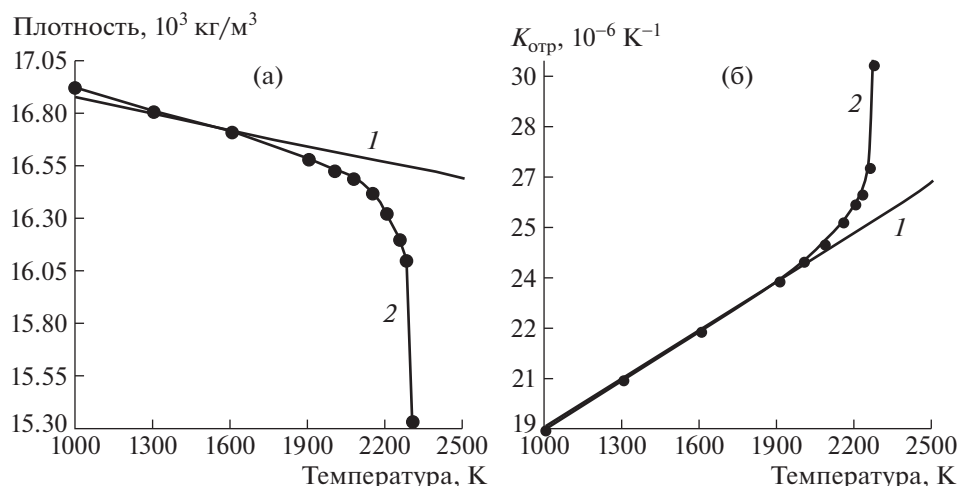


Рис. 5. Политермы сплава замещения (1) и сплава внедрения (2): а – плотности, б – коэффициента объемного теплового расширения.

тельствует о том, что пользоваться законом Видемана–Франца в данном случае можно только до $T \sim 1900 \text{ K}$. При более высокой температуре свойства сплава внедрения ведут себя anomalно.

Политермы удельного электросопротивления сплавов (рис. 4б) практически параллельны до $T \sim 1900 \text{ K}$ и монотонно возрастают примерно на 60%. Выше этой температуры ρ сплава Ta10W0.25C возрастает примерно на 30%, а ρ сплава Ta10W продолжает линейно расти: увеличение на концах диапазона – в 2.2 раза. Аномальный характер зависимости ρ карбида при $T > 1900 \text{ K}$ определяет, во-первых, поведение его политермы λ_e в зависимости от температуры и, во-вторых, свидетельствует о неприменимости закона Видемана–Франца в диапазоне температуры 1900–2300 K.

По соотношению $d = \lambda / (a c_p)$ (средним их значениям) рассчитывается плотность d , и затем по известной формуле находится коэффициент объемного теплового расширения $\beta = f(d)$. Результаты представлены на рис. 5а и 5б. Как и политермы других свойств сплава внедрения, политермы плотности и коэффициента объемного теплового расширения ведут себя anomalно при $T > 1900 \text{ K}$. Практическое совпадение при $T < 1900 \text{ K}$ политерм плотности обоих сплавов свидетельствует о том, что политермы, по которым рассчитывались политермы плотности, найдены правильно. В этом заключается одно из важных преимуществ замкнутого метода, позволяющего осуществить внутренний контроль полученных данных. Плотность сплава замещения, рассчитанная по процентным вкладам основных компонентов, отличается от приведенных в среднем примерно на 2%. Тем не менее, необходимо экспериментально исследовать и плотности сплавов замещения, поскольку

даже для них anomalность поведения политермы плотности не исключается [7].

Максимальная погрешность измерения температуропроводности определяется в основном ошибкой измерения 1-й гармоники амплитуды колебания температуры – 0.5–0.6%, и в оптимальном интервале частот модуляции она составляет 1.5–2.0%. Систематическая погрешность при этом примерно равна 1%.

Погрешности определения теплоемкости и теплопроводности зависят, в основном, от точности измерения 1-й гармоники амплитуды колебания температуры 0.5–0.6% и мощности (2%). Для теплоемкости в итоге будем иметь 3% (систематическая погрешность около 1%); для теплопроводности соответственно 4–5% (систематическая погрешность около ~2%). Отметим, что за величину систематической погрешности ответственны погрешности определения значений табулированных функций $\psi_1(\alpha^2, \eta)$ и, особенно, $\psi_2(\alpha^2, \eta)$, учитывающих поправку на объемный характер тепловыделения ($\eta > 0$) в образце.

Относительная погрешность определения мощности составляет 2% и включает в себя удвоенную ошибку измерения амплитуды ЭДС ε_i (0.6%), половину погрешности определения ρ (0.7%), ошибку определения геометрического фактора $R / (R_k - R)^2$ (~0.7%).

Использование индукционного способа нагрева исследуемого материала накладывает ограничение на его электрические свойства. Максимальное значение толщины скин-слоя $\sigma_{\text{max}} = 1.0$, исходя из этого максимальную величину удельного электросопротивления материала при максимальной температуре 2500 K можно определить как:

$$\rho_{\max}(2500 \text{ K}) = 4\pi^2 \cdot 10^{-7} \cdot 440 \cdot 10^4 \cdot 10^{-6} \sim \\ \sim 170 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Так как $\rho \sim T$, то при температуре порядка 300 К найдем допустимое значение ρ для материала, свойства которого можно исследовать с помощью предлагаемого метода:

$$\rho_{\max}(300 \text{ K}) \sim 20 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Полученное значение $\rho(300 \text{ K})$ показывает, что практически все металлы, кроме ртути, могут быть исследованы данным методом.

ВЫВОДЫ

Выявление физических причин того или иного поведения политерм свойств обоих сплавов в задачу авторов не входило. Важно было подробно на конкретном материале показать преимущества замкнутого метода исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области высоких температур. На основании приведенных данных можно сформулировать следующие выводы:

1) на конкретном примере показана работоспособность описанного метода;

2) у сплава замещения экспериментально выявлена линейная зависимость почти всех тепло-

физических свойств от температуры в диапазоне 1000–2500 К, характерной для чистых металлов;

3) выявлены особенности поведения свойств сплава внедрения, связанные с влиянием карбидной составляющей; определена температура $T = 1900 \text{ K}$, после которой наблюдается аномальность в поведении этих свойств; только этот сплав обладает действительно новыми аномальными свойствами, сильно отличающимися от свойств основных компонент.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ивлиев А.Д.* // ТВТ. 2009. Т. 47. № 5. С. 771.
2. *Филиппов Л.П.* Измерения теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. *Макаренко И.Н.* Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1970.
4. *Арутюнов А.В.* Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1970.
5. *Аталла С.Р.* Автореферат дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1971.
6. *Румянцев А.В., Никишин М.А., Харюков В.Г.* // ПТЭ. 2019. № 3. С. 143. <https://doi.org/10.1134/S0032816219030091>
7. *Андрианова В.Г., Жук А.З., Зайченко В.Н., Зарецкий Е.Б., Петухов В.А., Чеховской В.Я.* // ТВТ. 1983. Т. 21. В. 1. С. 80.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.073.24

ПОРТАТИВНАЯ КАМЕРА ВИЛЬСОНА ДЛЯ НАТУРНОЙ ДЕМОНСТРАЦИИ ЯВЛЕНИЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ¹

© 2023 г. С. Л. Шергин^{а,*}, Н. Н. Достовалов^{а,**}

^а Сибирский государственный университет геосистем и технологий
Россия, 630108, Новосибирск, ул. Плеханова, 10

*e-mail: serkron@mail.ru

**e-mail: dostovalov@ssga.ru

Поступила в редакцию 02.12.2022 г.

После доработки 09.03.2023 г.

Принята к публикации 12.05.2023 г.

Представлена портативная конструкция камеры Вильсона. Приведено описание устройств, входящих в состав конструкции камеры, и их основные технические характеристики. Проведены многократные испытания установки, выявлены ее основные параметры функционирования, а также требуемые параметры системы охлаждения. Данная конструкция камеры Вильсона применяется в качестве научного, лабораторного и демонстрационного оборудования.

DOI: 10.31857/S003281622305035X, EDN: WXWPYR

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработана и испытана портативная конструкция камеры Вильсона [1] для проведения научных исследований и демонстрации треков различных заряженных частиц в образовательных целях. Данная камера способна визуализировать естественный радиационный фон и высокоэнергетические частицы космических лучей, а также излучение объектов (рис. 1), которые располагаются как внутри камеры, так и вне ее.

2. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ

Установка собрана в корпусе системного блока персонального компьютера. В состав разработанной портативной конструкции камеры Вильсона (рис. 2) входят система охлаждения, блок питания, блок управления и защитный стеклянный куб. Регистрация треков, запись видео и его вывод на проектор для демонстрации широкой аудитории осуществляются веб-камерой Logitech c920 со штативом.

Охлаждаемая поверхность камеры Вильсона размерами $80 \times 80 \text{ мм}^2$ располагается на восьми элементах Пельтье с общей потребляемой мощностью 500 Вт, установленных через термопасту марки GD-900 на алюминиевом водяном блоке размерами $80 \times 80 \times 12 \text{ мм}^3$. Элементы Пельтье

ТЕС1-12706 и ТЕС1-12710 размещены в два слоя, по четыре в каждом слое. В нижнем слое располагаются более мощные элементы для охлаждения верхнего слоя элементов с пониженной мощностью. Водяной блок состоит из пластины с просверленными продольными каналами диаметром 8 мм и штуцерами для подключения к остальным компонентам системы водяного охлаждения. Циркуляция воды осуществляется насосом мощностью 3.6 Вт с максимальной производительностью 4 л/мин, расположенным в баке объемом 6 л. Из бака вода поступает в водяной блок, далее проходит через датчик расхода воды YF-S401 и возвращается обратно в бак. На входе и выходе из водяного блока расположены датчики температуры DS18B20. Для продления времени автономной работы в бак с водой добавляется заранее приготовленный лед. Для сброса излишков воды предусмотрен кран.

В данную конструкцию входит блок питания HP DPS-800GBA, обеспечивающий максимальный ток 65.8 А по линии 12 В, что достаточно для подключения элементов Пельтье, насоса системы охлаждения, источника высокого напряжения и светодиодов освещения рабочей камеры.

Блок управления камерой Вильсона разработан на базе микроконтроллера AT Mega328. К блоку управления подключены датчики расхода воды и температур охлаждаемой поверхности, внешней среды и воды на входе и выходе водяного блока. Регистрируемые датчиками значения параметров передаются на компьютер через USB-

¹ Дополнительные видеоматериалы к статье размещены на сайтах <https://link.springer.com/> (английская версия) и <https://elibrary.ru> (русская версия).

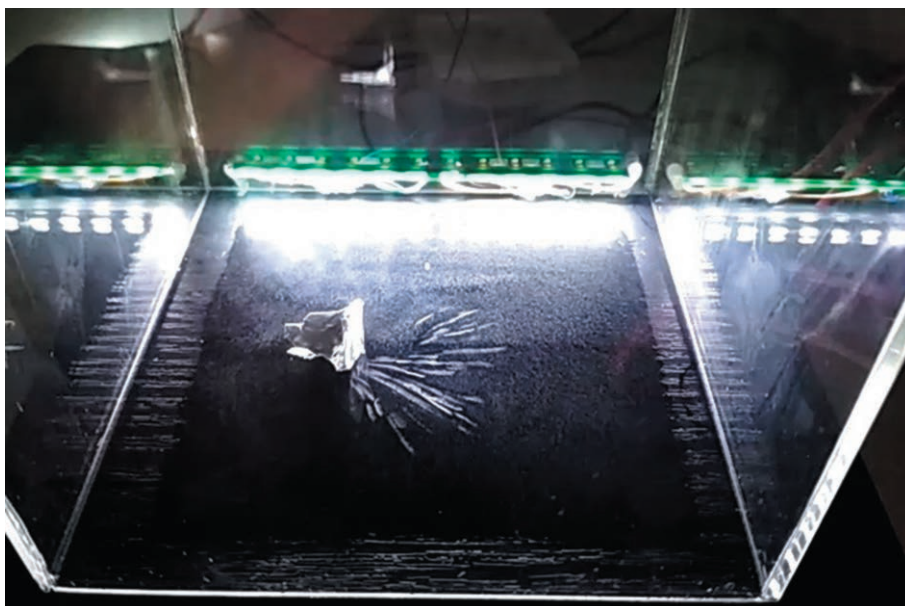


Рис. 1. Фотография камеры Вильсона в процессе функционирования.

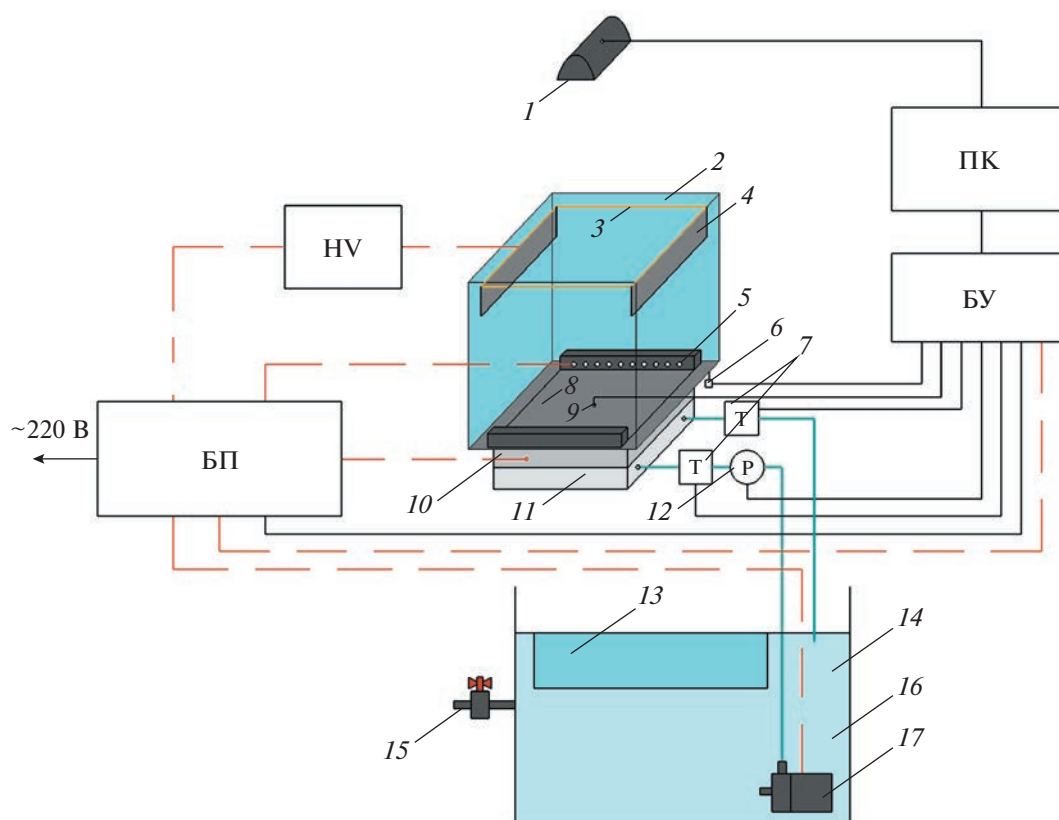


Рис. 2. Схема портативной камеры Вильсона: цепи электропитания – красные штриховые линии, сигнальные цепи – черные линии, трубки водяного охлаждения – зеленые линии, ПК – компьютер, HV – источник высокого напряжения, БУ – блок управления, БП – блок питания, 1 – веб-камера, 2 – стеклянный куб, 3 – рамка, 4 – испарители, 5 – подсветка, 6 – концевой выключатель, 7 – датчики температуры воды, 8 – охлаждаемая поверхность, 9 – датчик температуры охлаждаемой поверхности, 10 – элементы Пельтье, 11 – водяной блок, 12 – датчик расхода воды, 13 – лед, 14 – вода, 15 – кран, 16 – бак, 17 – насос.

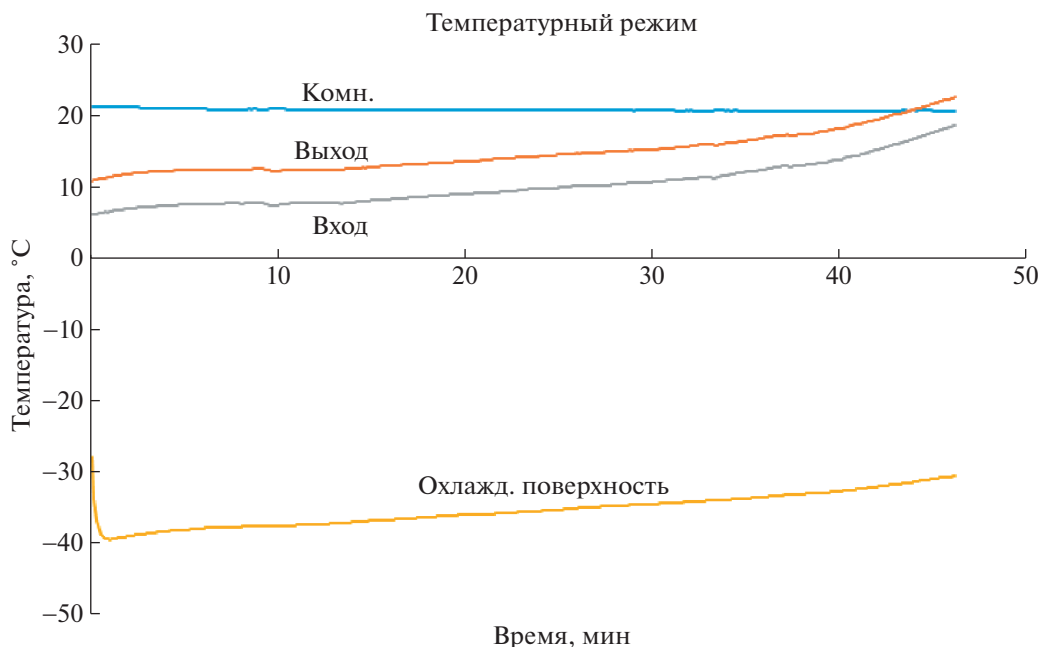


Рис. 3. Температурный режим системы охлаждения камеры Вильсона.

интерфейс для дальнейшей обработки и построения графиков. При выходе значений параметров за установленные границы рабочего режима функционирования установки питание автоматически отключается. При снятии защитного стеклянного куба происходит автоматическое отключение источника высокого напряжения, что обеспечивает безопасность эксплуатации установки.

Защитный стеклянный куб необходим для поддержания требуемых параметров среды над охлаждаемой поверхностью. Стеклянный куб представляет собой камеру размерами $100 \times 100 \times 100 \text{ мм}^3$ без одной стороны с толщиной стенок 2 мм. Внутри куба располагаются испарители спирта в виде полосок хлопчатобумажной ткани, катод высокого напряжения для притягивания ионов, представляющий собой квадратную рамку из медной проволоки, расположенную в верхней части куба, и блок светодиодной подсветки.

Рабочим веществом данной конструкции камеры Вильсона являются охлажденные пары изопропилового спирта. Толщина конденсационного слоя паров спирта над охлаждаемой поверхностью составляет 8 мм при температуре поверхности -41°C . В данной области стабильно наблюдаются треки высокоэнергетических частиц. Градиент температуры по высоте (удалению от охлаждаемой поверхности) составляет примерно $1.5^\circ\text{C}/\text{мм}$. Высокое качество визуализации достигается соотношением параметров температуры и давления паров спирта в рабочем объеме камеры Вильсона. В данной конструкции камеры Вильсона отсут-

ствует управление давлением внутри рабочего объема, и оно незначительно отличается от атмосферного.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

При проведении испытаний портативной камеры Вильсона зафиксированы треки высокоэнергетических частиц космических лучей и естественного радиационного фона. Система охлаждения обеспечила автономную работу данной конструкции камеры Вильсона в течение 10 мин при начальной температуре воды 8°C и температуре окружающей среды 20°C . При загрузке 3 кг льда и 3 л воды время работы установки достигло 45 мин (рис. 3). Температура льда в момент загрузки составила -15°C . Время выхода на рабочий режим камеры Вильсона составило 2 мин. Под рабочим режимом подразумевается функционирование камеры с момента достижения минимальной температуры охлаждаемой поверхности камеры до момента окончания визуализации треков. Минимальная температура на охлаждаемой поверхности камеры Вильсона составила -39°C , она стабильно повышалась со скоростью $0.2^\circ\text{C}/\text{мин}$ до температуры -30°C . Разность температур воды между входом и выходом водяного блока составила 4.6°C . Разность температур воды в системе охлаждения и на охлаждаемой поверхности составила 48°C . Для регистрации треков на всем протяжении рабочего режима потребовалось не более 4 мл изопропилового спирта.



Рис. 4. Фотография портативной камеры Вильсона.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Портативная камера Вильсона (рис. 4) используется в качестве демонстрационного оборудования на лекционных занятиях при изучении раздела “Ядерная физика” и на различных мероприятиях вуза. Камеру планируется применить в качестве лабораторного оборудования, например, для определения параметров заряженных частиц (знак заряда частицы, заряд, энергия и масса частицы) по направлению и радиусу кривизны изгиба трека

частиц, пролетающих в магнитном поле, или для регистрации рентгеновского излучения [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Das Gupta N.N., Ghosh S.K.* // Rev. Mod. Phys. 1946. V. 18. P. 225.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.18.225>
2. *Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 104.
<https://doi.org/10.1134/S003281621902006X>

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 520.8.052

ДЕТЕКТОР ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА,
ИНИЦИИРОВАННОГО ШИРОКИМИ АТМОСФЕРНЫМИ
ЛИВНЯМИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ© 2023 г. С. В. Матаркин^а, А. А. Иванов^а

Поступила в редакцию 10.02.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 02.07.2023 г.

DOI: 10.31857/S0032816223060101, EDN: FJQLNT

Детекторы излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ, черенковский свет) используются для регистрации потока фотонов, порождаемых лавиной релятивистских электронов в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) космических лучей в атмосфере. Интерес исследователей к ним обусловлен возможностью связать ключевые характеристики ШАЛ с измеренными параметрами черенковского света, в том числе с амплитудой и формой импульсов. Например, применение детекторов ИВЧ на якутской установке ШАЛ для измерения времен прихода фронта ливня на детекторы позволяет строить угловые распределения и определять направление прихода ШАЛ, а измерение амплитуды импульсов используется при оценке энергии первичной астрочастицы, порождающей ШАЛ [1, 2]. Длительность импульса ИВЧ связана как с расстоянием от детектора до координаты оси ливня на уровне наблюдения, так и с глубиной максимума развития ливня в атмосфере [3, 4].

В каждом широком атмосферном ливне космических лучей содержится громадное число заряженных частиц со скоростью выше скорости света в воздухе, c/n , где c – скорость света в пустоте, n – коэффициент преломления. Это приводит к большой интенсивности черенковского света от ливня, который может быть измерен в ночном небе достаточно простым прибором. С другой стороны, практически однонаправленное движение частиц ливня приводит к тому, что ИВЧ имеет очень малую длительность, от десяти наносекунд около оси ливня до сотни нс на периферии ливня. Это накладывает ограничения на разрешение прибора по времени, особенно при измерении формы импульса.

Электроника действовавших ранее установок ШАЛ, как правило, не позволяла проводить измерения ИВЧ с достаточной точностью, по крайней мере, форму импульса. Так, фотоумножители ФЭУ-49, применявшиеся на якутской установке ШАЛ, имели разрешение по времени около доли микросекунды, поэтому сигнал в детекторе подавался на интегрирующий усилитель, ограничивая измерения амплитудой импульсов ИВЧ. В более современном эксперименте, в долине Тунка (Республика Бурятия, Россия), ФЭУ, АЦП и усилители достаточно быстрые, но цифровая обработка сигналов для восстановления исходного черенковского сигнала не выполняется, ограничивая измерения формы импульса.

Прецизионный детектор ИВЧ от ШАЛ, который мы назвали Cherenkov Detector (CheD), разработан с целью расширения возможностей установок ШАЛ по совместной регистрации черенковского света с другими компонентами ШАЛ

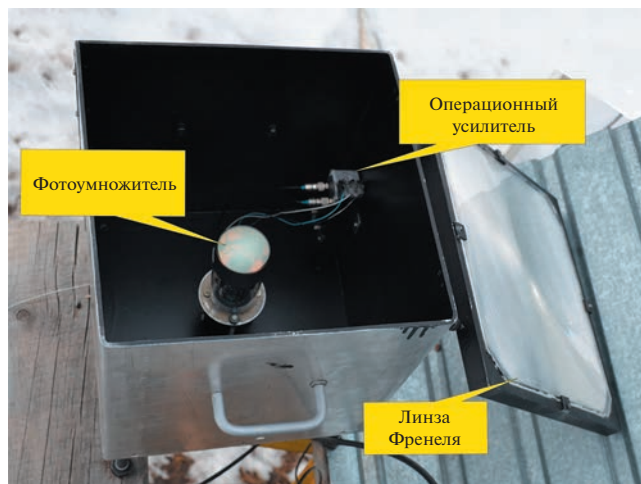


Рис. 1. Общий вид детектора CheD без крышки со снятой линзой Френеля.

^аЯкутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук, Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю.Г. Шафера, г. Якутск, 677027, пр. Ленина, 31, Россия

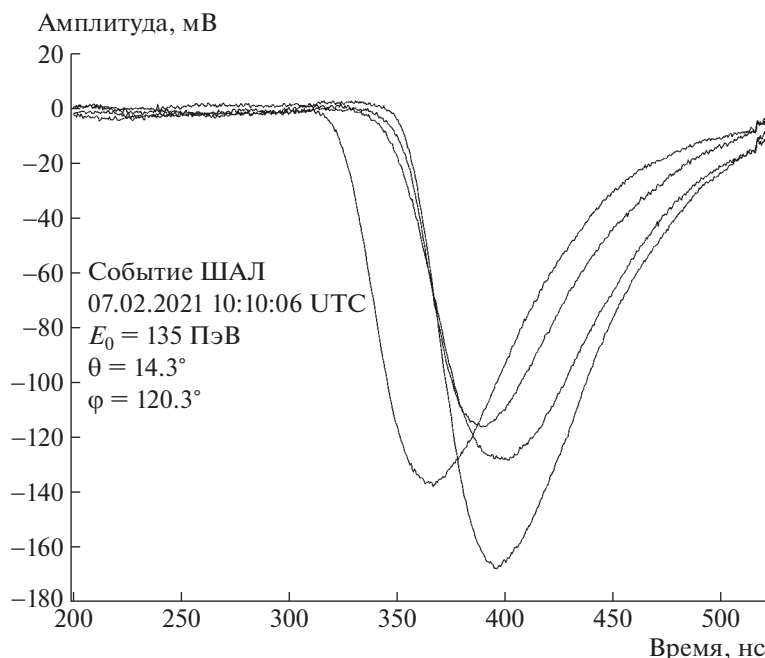


Рис. 2. Сигналы ИВЧ четырех детекторов CheD, работающих совместно со сцинтилляционными детекторами якутской установки ШАЛ. Параметры ливня восстановлены по данным установки.

так же, как и для создания автономной подсистемы детекторов ИВЧ со своим независимым триггером. CheD с цифровой системой регистрации сигналов позволяет выполнять деконволюцию измеренных сигналов методом преобразования Фурье для восстановления входного сигнала ИВЧ.

Детектор предназначен для существенного улучшения точности измерения черенковского света ШАЛ, особенно формы импульса. Решетка таких детекторов, встроенная в наземную установку ШАЛ, со своим независимым триггером событий ливней может повысить точность определения углов прихода ШАЛ, улучшить оценку параметров продольного развития ливней, в том числе глубины максимума ШАЛ и массового состава первичных астрочастиц.

Конструктивно детектор CheD состоит из ФЭУ ET Enterprises Type 9305KB диаметром 51 мм, операционного усилителя на микросхеме AD8045 с полосой пропускания 1000 МГц, расположенных внутри зачерненного дюралюминиевого корпуса (рис. 1). Сверху находится сдвоенная линза Френеля с размерами $28 \times 28 \text{ см}^2$, расположенная на фокусном расстоянии 13 см от фотокатода, закрываемая днем светонепроницаемой крышкой. Имеется возможность ручной фокусировки, для этого крепление ФЭУ имеет ход по вертикали, для регулировки углов наклона и высоты детектор установлен вертикально на геодезическом штативе. Сигналы с усилителя поступают по кабелю на удаленный регистратор на ос-

нове DRS4 [5], где происходит оцифровка и включается триггер для отсекажения ложных событий, вызываемых шумами. Возможно использование внешнего триггера. Оцифрованные данные архивируются в компьютере при желании совместно с данными основной установки ШАЛ, как на рис. 2.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект 0297-2021-0011; УНУ 73611 ЯкуШАЛ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артамонов В.П., Афанасьев Б.Н., Глушков А.В., Григорьев В.П., Дьяконов М.Н., Егоров Т.А., Егорова В.П., Ефремов Н.Н., Иванов А.А., Кангаласов А.П., Кнуренко С.П., Колосов В.А., Корякин В.Д., Косарев В.Б., Красильников А.Д., Макаров И.Т., Михайлов А.А., Мордовской Е.Т., Никифорова Е.С., Орлов В.А., Правдин М.И., Сидоров Р.Г., Слепцов И.Е., Слепцов Н.И., Слепцова В.Р., Старостин С.К., Стручков Г.Г., Никольский С.И., Христиансен Г.Б. // Изв. РАН. серия физ. 1994. Т. 58. № 12. С. 92.
2. Иванов А.А., Кнуренко С.П., Слепцов И.Е. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. С. 1001.
<https://doi.org/10.1134/S1063776107060052>
3. Ivanov A.A., Matarkin S.V., Timofeev L.V. // Intern. J. Mod. Phys. D. 2020. V. 29. 2050033.
<https://doi.org/10.1142/S0218271820500339>

4. *Ivanov A.A., Matarkin S.V., Timofeev L.V.* // Phys. Rev. D. 2022. V. 105. P. 042008
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.042008>
5. *Ritt S., Dinapoli R., Hartmann U.* // NIM A. 2010. V. 623. P. 486.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.045>

Адрес для справок: Россия, 677027, г. Якутск, пр. Ленина, 31, Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук, Институт космофизических исследований и аэронауки им. Ю.Г. Шафера. E-mail: MatarkinSV@ikfia.ysn.ru

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА
“ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА”
ЗА 2023 ГОД

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

DOI: 10.31857/S0032816223060149, EDN: PAMORX

Ahmad Ashrif A. Bakar см. Ahmed Sabri Kadhimi Almoosa

Ahmed Sabri Kadhimi Almoosa, Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Mohd Faisal Ibrahim, Norhana Arsad, Mohd Hadri Hafiz Mokhtar, Ahmad Ashrif A. Bakar, Константинов Ю.А. Повышение эффективности измерения температуры волоконным датчиком на основе бриллюэновской оптической рефлектометрии во временной области с алгоритмом ближайших K-соседей (K-NN). № 5, 40.

Mohd Faisal Ibrahim см. Ahmed Sabri Kadhimi Almoosa

Mohd Hadri Hafiz Mokhtar см. Ahmed Sabri Kadhimi Almoosa

Mohd Saiful Dzulkefly Zan см. Ahmed Sabri Kadhimi Almoosa

Mohd Saiful Dzulkefly Zan см. Таранов М.А.

Norhana Arsad см. Ahmed Sabri Kadhimi Almoosa

Zhiyong Zhao см. Таранов М.А.

Zinan Wang см. Таранов М.А.

Авворин А.В., Авворин А.Д., Айнутдинов В.М., Аллахвердян В.А., Бардачова З., Белолепиков И.А., Борина И.В., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Горшков Н.С., Гресь Т.И., Дворники Р., Джилкибаев Ж.-А.М., Дик В.Я., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А., Дячок А.Н., Елжов Т.В., Заборов Д.Н., Кебал В.К., Кебал К.Г., Кожин В.А., Колбин М.М., Конищев К.В., Коробченко А.В., Кошечкин А.П., Круглов М.В., Крюков М.К., Кулепов В.Ф., Малышкин Ю.М., Миленин М.Б., Миргазов Р.Р., Назари В., Наумов Д.В., Петухов Д.П., Плисковский Е.Н., Розанов М.И., Рушай В.Д., Рябов Е.В., Сафранов Г.Б., Сеитова Д., Сиренко А.Э., Скурихин А.В., Соловьев А.Г., Сорокинов М.Н., Стромаков А.П., Суворова О.В., Таболенко В.А., Тарашанский Б.А., Файт Л., Хатун А., Храмов Е.В., Шайбонов Б.А., Шелепов М.Д., Шимковиц Ф., Штекль И., Эцкерова Э., Яблокова Ю.В. Повышение чувствительности нейтринного телескопа Baikal-GVD с помощью внешних гирлянд оптических модулей. № 6, 126.

Авворин А.Д. см. Авворин А.В.

Аглиуллин Т.А. см. Валеев Б.И.

Айнутдинов В.М. см. Авворин А.В.

Акимов А.В. см. Сошенко В.В.

Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А., Боллоздыня А.И., Васин А.А., Галаванов А.В., Гусakov Ю.В., Коваленко А.Г., Козлова Е.С., Коновалов А.М., Корноухов В.Н., Кумпан А.В., Лукьяшин А.В., Пинчук А.В., Разуваева О.Е., Рудик Д.Г., Симаков Г.Е., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В., Этенко А.В. Электронный шум, генерируемый космическими мюонами в двухфазном ксеноновом эмиссионном детекторе РЭД-100. № 2, 15.

Акиндинов А.В., Балыгин К.А., Грищук Ю.В., Ипполитов М.С., Лебедев В.А., Манько В.И., Сибиряк Ю.Г., Арефьев В.А., Водопьянов А.С., Горбунов Н.В., Кузьмин Н.А., Номоконов П.В., Петухов Ю.П., Руфанов И.А., Будников Д.В., Грачев Д.В., Вихлянцев О.В., Деманов В.А., Завьялов Н.В., Куракин А.В., Тумкин А.Д., Фильчагин С.В., Шмонин Г.А. Временное и энергетическое разрешения прототипов электромагнитного калориметра на основе кристаллов вольфрамата свинца. № 2, 24.

Аксенов О.И., Фукс А.А., Волков Н.А., Аронин А.С. Метод проведения усталостных испытаний тонких проволок. № 3, 121.

Акулиничев С.В., Гаврилов Ю.К., Джилкибаев Р.М. Калибровка черенковского монитора протонного пучка. № 3, 5.

Акулич В.В., Афанасьев К.Г., Баев В.Г., Колесников А.О., Кравчук Н.П., Кучинский Н.А., Малышев В.Л., Мовчан С.А. Тонкостенные дрейфовые трубки с резистивным катодом из DLC и внешним стриповым считыванием сигнала. № 6, 10.

Александров И.С. см. Акимов Д.Ю.

Алексеев А.Э. см. Таранов М.А.

Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Ильинский Д.А., Потапов В.Т., Симикин Д.Е., Таранов М.А. Волоконный фазовый рефлектометр с низким уровнем шума выходного сигнала для применения в сейсмологии. № 5, 134.

Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Ильинский Д.А., Потапов В.Т., Симикин Д.Е., Таранов М.А. Применение распределенного акустического датчика для сейсмических исследований на мелководье с помощью оптической донной косы. № 5, 141.

- Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Потапов В.Т., Таранов М.А., Симикин Д.Е.** Волоконный когерентный фазовый рефлектометр для инженерной геологии. № 5, 146.
- Алексеев В.И., Архангельский А.И., Басков В.А., Батищев А.Г., Власик К.Ф., Гальпер А.М., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Полянский В.В., Сидорин С.С., Утешев З.М.** Калибровочный пучок вторичных электронов низких энергий ускорителя ФИАН “Пахра”. № 6, 59.
- Алиева А.И.** см. Ефимов Н.Е.
- Аллахвердян В.А.** см. Аврорин А.В.
- Андреев С.В.** см. Заровский А.И.
- Антипова К.Г.** см. Пацаев Т.Д.
- Арефьев В.А.** см. Акиндинов А.В.
- Аристов Ю.В.** см. Коротков С.В.
- Аронин А.С.** см. Аксенов О.И.
- Артюх А.Г., Кононенко Г.А., Саламатин А.В., Середя Ю.М.** Прецизионные источники высокого напряжения для детекторов ядерного излучения на стандартном промышленном трансформаторе. № 3, 17.
- Артюхов А.А., Загрядский В.А., Кравец Я.М., Кузнецова Т.М., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Рыжков А.В., Скобелин И.И., Удалова Т.А.** Лабораторная установка для повышения технологического выхода ^{123}I при облучении протонами мишени с ^{124}Xe . № 6, 119.
- Архангельский А.И.** см. Алексеев В.И.
- Афанасенко С.С., Гнатовский Е.Р., Григорьев Д.Н., Талышев А.А., Тимофеев А.В., Щербаков Р.И.** Автоматизированный многофункциональный стенд для массового измерения характеристик PIN-фотодиодов. № 1, 62.
- Афанасьев К.Г.** см. Акулич В.В.
- Аюров Д.Б.** см. Башкуев Ю.Б.
- Багдинова А.Н.** см. Дунин Н.В.
- Баев В.Г.** см. Акулич В.В.
- Баженов А.Н.** см. Ермаков Н.В.
- Байцаева О.И.** см. Лычагин А.В.
- Бакулин И.А., Кузнецов С.И., Панин А.С., Тарасова Е.Ю.** Устройство для поляризации полимерных пленок в поле поверхностного коронного разряда барьерного типа. № 2, 144.
- Балаба Ю.О.** см. Желтоножская М.В.
- Балданов Б.Б.** Инициация объемного тлеющего разряда атмосферного давления в цилиндрической трубке с помощью слаботоочного поверхностного разряда в аргоне. № 6, 56.
- 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. № 3, 37.
- Балыгин К.А.** см. Акиндинов А.В.
- Баранов П.Ф.** см. Мамаев А.И.
- Бардачова З.** см. Аврорин А.В.
- Барков Ф.Л.** см. Белокрылов М.Е.
- Барков Ф.Л.** см. Таранов М.А.
- Барков Ф.Л.** см. Туров А.Т.
- Барков Ф.Л., Константинов Ю.А.** Модификация метода обратной корреляции для точного определения бриллюэновского сдвига частоты. № 5, 48.
- Басков В.А.** см. Алексеев В.И.
- Батищев А.Г.** см. Алексеев В.И.
- Батяев В.Ф., Беличенко С.Г., Каретников М.Д., Мазницин А.Д., Пресняков А.Ю.** Энергоугловые корреляции при неупругом рассеянии меченых нейтронов на ядрах углерода, азота и кислорода. № 4, 5.
- Башкуев Ю.Б., Аюров Д.Б., Шунков А.Д.** Многоканальная установка для исследования гидроэлектродинамических явлений, возникающих при набегании волн на береговую линию озера Байкал. № 3, 116.
- Безбах И.Ж.** см. Трегубенко А.А.
- Безуглов В.В., Брызгин А.А., Власов А.Ю., Воронин Л.А., Дрогунов Е.В., Коробейников М.В., Максимов С.А., Нехаев В.Е., Пак А.В., Радченко В.М., Сидоров А.В., Ткаченко В.О., Штарклев Е.А.** Система питания для промышленных ускорителей электронов типа ИЛУ. № 1, 56.
- Беличенко С.Г.** см. Батяев В.Ф.
- Белобородов А.В.** см. Завьялов П.В.
- Белов В.А.** см. Акимов Д.Ю.
- Белокрылов М.Е.** см. Туров А.Т.
- Белокрылов М.Е., Клод Д., Константинов Ю.А., Карнаушкин П.В., Овчинников К.А., Криштоп В.В., Гилев Д.Г., Барков Ф.Л., Пономарев Р.С.** Способ увеличения отношения сигнал/шум регистрируемого оптическим рефлектометром частотной области обратно-рассеянного рэлеевского излучения при помощи двухкаскадного эрбиевого усиления. № 5, 56.
- Белолаптиков И.А.** см. Аврорин А.В.
- Белорус А.О.** см. Плешанов И.М.
- Беляев Р.В.** см. Курашкин К.В.
- Бенгальский Д.М.** см. Никитин С.П.
- Беспалова Ю.Н.** см. Мамаев А.И.
- Бибииков С.Б.** см. Милюшенко В.А.
- Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А.** Навигационные групповые радиооптические отражатели кругового действия. № 4, 123.
- Бобин С.Б.** см. Котов А.Н.

- Богачков И.В.** Создание адаптивных алгоритмов для определения бриллюэновского частотного сдвига и натяжения оптических волокон. № 5, 64.
- Богачков И.В., Горлов Н.И.** Экспериментальные исследования характеристик рассеяния Мандельштама—Бриллюэна в одномодовых оптических волокнах различных видов. № 5, 70.
- Богданов А.В.** см. Хурчиев А.О.
- Болоздыня А.И.** см. Акимов Д.Ю.
- Большаков О.С., Бубнов Г.М., Вдовин А.В., Вдовин В.Ф., Гладышев В.О., Гунбина А.А., Дубрович В.К., Землянуха П.М., Кауц В.Л., Красильников А.М., Леснов И.В., Мансфельд М.А., Минеев К.В., Шарандин Е.А.** Мобильный полноповоротный радиометрический комплекс для астрономических и атмосферных исследований. № 1, 112.
- Большедворский С.В.** см. Сошенко В.В.
- Бондарев А.Г.** см. Федоров А.А.
- Бондаренко И.Ю.** см. Старчиков С.С.
- Бондарь А.Е., Борисова Е.О., Бузулуцков А.Ф., Носов В.В., Олейников В.П., Соколов А.В., Фролов Е.А.** Изучение работы матриц кремниевых фотоумножителей при криогенной температуре. № 4, 21.
- Борина И.В.** см. Аврорин А.В.
- Борисова Е.О.** см. Бондарь А.Е.
- Ботов Е.В., Иконников В.Н., Корнев Н.С., Митин Е.С., Назаров А.В., Седов А.А., Трегубенко Д.А.** Стенд “Микроскоп” для проверки микроволновых интерферометров. № 1, 140.
- Брагин С.Е.** см. Титов А.И.
- Брызгин А.А.** см. Безуглов В.В.
- Бубнов Г.М.** см. Большаков О.С.
- Буднев Н.М.** см. Аврорин А.В.
- Будников Д.В.** см. Акиндинов А.В.
- Бузулуцков А.Ф.** см. Бондарь А.Е.
- Букреева С.И.** см. Рязанцев А.В.
- Булавская А.А., Бушмина Е.А., Григорьева 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. № 4, 101.
- Булатов К.М., Зинин П.В., Носов П.А., Храмов Н.А.** Измерение распределений температуры и интенсивности инфракрасного лазерного излучения на поверхности твердого тела в ячейке высокого давления. № 1, 92.
- Бураков В.А.** см. Ищенко А.Н.
- Буркин В.В.** см. Ищенко А.Н.
- Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Чумерин П.Ю.** Малогабаритный импульсный магнетронный генератор СВЧ на основе твердотельного коммутатора. № 1, 66.
- Бурмистров Д.А.** см. Костюшин В.А.
- Бушмина Е.А.** см. Булавская А.А.
- Буянов Ю.И.** см. Балзовский Е.В.
- Валеев Б.И., Аглиуллин Т.А., Сахабутдинов А.Ж.** Метод уточнения частотного сдвига спектра, полученного при низком разрешении анализатора. № 5, 78.
- Васильев А.Л.** см. Пацаев Т.Д.
- Васильев А.Н.** см. Рязанцев А.В.
- Васильев А.Ф., Негинский И.В., Якимец А.Л.** Электронный регулятор переменного напряжения. № 3, 148.
- Васин А.А.** см. Акимов Д.Ю.
- Вдовин А.В.** см. Большаков О.С.
- Вдовин В.Ф.** см. Большаков О.С.
- 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. № 3, 98.
- Виложанина П.Г.** см. Сошенко В.В.
- Вихлянцев О.В.** см. Акиндинов А.В.
- Владимирова Д.Б.** см. Первадчук В.П.
- Власик К.Ф.** см. Алексеев В.И.
- Власов А.Ю.** см. Безуглов В.В.
- Водопьянов А.С.** см. Акиндинов А.В.
- Волков В.В., Голубева М.Б., Губер Ф.Ф., Зубанков А.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Петухов О.А.** Передние детекторы установки ВМ@N и изучение их отклика на пучке ионов углерода в эксперименте SRC. № 2, 35.
- Волков Н.А.** см. Аксенов О.И.
- Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Семиков Д.А., Тертышник А.Д.** Метод детектирования нанометровых колебаний длины в волоконно-оптических сенсорах с помощью следящего тандемного низкокогерентного интерферометра. № 6, 69.
- Володкевич О.М.** Титов А.И.
- Воробьев М.С.** см. Дорошкевич С.Ю.
- Воробьев Н.С.** см. Заровский А.И.
- Воронин А.Л.** см. Дементьев Д.В.
- Воронин Л.А.** см. Безуглов В.В.
- Воронов К.Е., Пияков И.В., Калаев М.П., Телегин А.М.** Исследование работы детектора пролета высокоскоростных заряженных микрочастиц для времяпролетного масс-спектрометра. № 6, 135.
- Высоцкий С.А.** см. Хурчиев А.О.
- Вязников А.Н.** см. Ермалицкий Ф.А.
- Гаврилин Р.О.** см. Хурчиев А.О.

- Гаврилов С.А. Титов А.И.
 Гаврилов Ю.К. см. Акулиничев С.В.
 Галаванов А.В. см. Акимов Д.Ю.
 Галаванов А.В., Кумпан А.В., Салахутдинов Г.Х., Сосновцев В.В., Шакиров А.В. Установка для исследования газовых смесей для трехкаскадного газового электронного умножителя. № 6, 5.
 Галузин А.С. см. Широков В.А.
 Гальпер А.М. см. Алексеев В.И.
 Гафаров А.Р. см. Аврорин А.В.
 Геликонов В.М. см. Ксенофонтов С.Ю.
 Геликонов Г.В. см. Ксенофонтов С.Ю.
 Гембух П.И. см. Семенов К.Ю.
 Герасимов В.В., Никитин А.К., Лемзяков А.Г. Планарный интерферометр Майкельсона на поверхностных плазмонах терагерцевого диапазона. № 3, 67.
 Гилев Д.Г. см. Белокрылов М.Е.
 Гладышев В.О. см. Большаков О.С.
 Глуховченко С.Ю. см. Топорков Д.К.
 Гнатовский Е.Р. см. Афанасенко С.С.
 Голубев А.А. см. Хурчиев А.О.
 Голубева М.Б. см. Волков В.В.
 Голубков К.В. см. Аврорин А.В.
 Гольшев А.А. см. Кулиш М.И.
 Гончаренко Ю.М. см. Рязанцев А.В.
 Горбатов С.А., Петрухина Д.И., Тихонов А.В., Тихонов В.Н., Иванов И.А. СВЧ-комплекс для создания при атмосферном давлении низкотемпературной плазмы. № 6, 150.
 Горбунов А.В., Карманов Д.Е. Применение схемы емкостного деления сигнала для уменьшения числа каналов считывания многоканальных кремниевых детекторов с $p-n$ -переходом. № 1, 41.
 Горбунов Н.В. см. Акиндинов А.В.
 Горин А.М. см. Рязанцев А.В.
 Горлов Н.И. см. Богачков И.В.
 Горностаев П.Б. см. Заровский А.И.
 Горшков Б.Г. см. Алексеев А.Э.
 Горшков Б.Г. см. Таранов М.А.
 Горшков Н.С. см. Аврорин А.В.
 Горюнов А.В. см. Волков В.В.
 Градобоев А.В., Орлова К.Н., Жамалдинов Ф.Ф. Потери мощности излучения в светодиодах. № 1, 80.
 Грачев Д.В. см. Акиндинов А.В.
 Гресь Т.И. см. Аврорин А.В.
 Григорьев Д.Н. см. Афанасенко С.С.
 Григорьев Д.П. см. Сухачев К.И.
 Григорьев Т.Е. см. Пацаев Т.Д.
 Григорьева А.А. см. Булавская А.А.
 Григорьева И.Г. см. Ефимов Н.Е.
 Григорьева И.Г. см. Тиликин И.Н.
 Гриценко Т.В. см. Орлова М.В.
 Гриценко Т.В. см. Чернуцкий А.О.
 Гриценко Т.В., Дьякова Н.В., Жирнов А.А., Степанов К.В., Хан Р.И., Кошелев К.И., Пнев А.Б., Карасик В.Е. Исследование распределения чувствительности вдоль контура волоконно-оптического датчика на основе интерферометра Саньяка. № 5, 84.
 Гришков А.А. см. Дорошкевич С.Ю.
 Гришук Ю.В. см. Акиндинов А.В.
 Губер Ф.Ф. см. Волков В.В.
 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 BM@N. № 4, 36.
 Гулько В.Л. см. Блинковский Н.К.
 Гуляшко А.С. см. Минаева Е.Д.
 Гунбина А.А. см. Большаков О.С.
 Гусаков Ю.В. см. Акимов Д.Ю.
 Гусев С.И. см. Шиянов А.А.
 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. № 4, 145.
 Гуторов К.М. см. Косарев А.В.
 Давыдов В.А. Универсальный электроразведочный приемник ОМАР-ИКС. № 1, 151.
 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. № 4, 42.
 Дворницки Р. см. Аврорин А.В.
 Деманов В.А. см. Акиндинов А.В.
 Дементьев Д.В., Шитенков М.О., Леонтьев В.В., Сухов Н.В., Шереметьев А.Д., Муринов Ю.А. Соотношение сигнал/шум модуля кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. № 1, 23.
 Дементьев Д.В., Шитенков М.О., Харламов П.И., Воронин А.Л., Меркин М.М., Муринов Ю.А. Пучковые испытания прототипа системы обработки данных кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. № 1, 33.
 Демихов Е.И. см. Дунин Н.В.
 Демихов Т.Е. см. Дунин Н.В.
 Деревянкина А.Л. см. Первадчук В.П.

- Джилкибаев Ж.-А.М. см. Аврорин А.В.
Джилкибаев Р.М. см. Акулиничев С.В.
Дик В.Я. см. Аврорин А.В.
Долгих В.Е. см. Ярмошенко Ю.М.
Домогацкий Г.В. см. Аврорин А.В.
Дорофеев А.С. см. Сухачев К.И.
Дорошенко А.А. см. Аврорин А.В.
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. № 3, 53.
Досовицкий Г.А. см. Федоров А.А.
Достовалов Н.Н. см. Шергин С.Л.
Дрогунов Е.В. см. Безуглов В.В.
Дронов В.А. см. Алексеев В.И.
Дрофа С.М. см. Сошенко В.В.
Дубов В.В. см. Федоров А.А.
Дубрович В.К. см. Большаков О.С.
Дудин А.С., Харасов Д.Р., Фомиряков Э.А., Никитин С.П., Наний О.Е., Трещиков В.Н. Распределенный акустический датчик с дальностью работы 120 км на базе фазочувствительного импульсного рефлектометра и эрбиевого усилителя с удаленной накачкой. № 5, 92.
Дудин С.В. см. Кулиш М.И.
Дунин В.Б. см. Дунин Н.В.
Дунин Н.В., Дунин В.Б., Савинов С.А., Демихов Т.Е., Майбуров С.Н., Демихов Е.И. Встроенная микропроцессорная система регистрации импульсов для четырехканальной системы оптических детекторов на основе 32-битных ARM-контроллеров Миландр 1986BE92QI. № 3, 153.
Дунин Н.В., Дунин В.Б., Савинов С.А., Рыбаков А.С., Майбуров С.Н., Багдинова А.Н., Демихов Е.И. Прецизионная аппаратура для измерения сверхслабого оптического излучения от биокультур. № 1, 132.
Дьякова Н.В. см. Гриценко Т.В.
Дьячковский А.С. см. Ищенко А.Н.
Дячок А.Н. см. Аврорин А.В.
Евдокимов В.В. см. Мясин Е.А.
Елжов Т.В. см. Аврорин А.В.
Емельянов А.Н. см. Кулиш М.И.
Еникеев Р.Ш., Сапожников К.С., Руденко А.А. Сильноточный высоковольтный предохранитель для защиты импульсных силовых цепей. № 3, 46.
Ермаков Н.В., Баженов А.Н., Смирнов А.Н., Толстяков С.Ю. Стенд для испытаний шаговых двигателей. № 1, 154.
Ермакова А.С. см. Булавская А.А.
Ермакова Л.В. см. Федоров А.А.
Ермалицкая К.Ф. см. Ермалицкий Ф.А.
Ермалицкий Ф.А., Ермалицкая К.Ф., Лукьянов В.Н., Вязников А.Н., Кирпиченко Р.В., Мамаева Г.А., Радько А.Е., Самцов М.П., Филипова О.А. Временные характеристики одно-электронных фотоумножителей ФЭУ-175, ФЭУ-186 с джиттером 0.4 нс. № 2, 129.
Ершов Н.В. см. Данилов М.В.
Ершова В.А. см. Сандуляк А.А.
Ефимов Н.Е., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Крат С.А., Пришвицын А.С., Алиева А.И., Савёлов А.С., Кирко Д.Л., Салахутдинов Г.Х. Измерение спектра мягкой компоненты рентгеновского излучения плазмы на токамаке МИФИСТ-0. № 2, 73.
Ефремов А.М. см. Балзовский Е.В.
Жамалдинов Ф.Ф. см. Градобоев А.В.
Желтоножская М.В., Черняев А.П., Юсик Д.А., Балаба Ю.О. Фотоактивационный подход к определению долгоживущих изотопов никеля в конструкционных материалах АЭС. № 2, 101.
Жирнов А.А. см. Гриценко Т.В.
Жирнов А.А. см. Орлова М.В.
Жирнов А.А. см. Чернуцкий А.О.
Жмодиков А.Л. см. Коротков С.В.
Журавлев К.В. см. Костюшин В.А.
Заборов Д.Н. см. Аврорин А.В.
Завьялов Н.В. см. Акиндинов А.В.
Завьялов П.В., Кравченко М.С., Савинов К.И., Савченко М.В., Белобородов А.В. Высокоточные измерения термодформаций рефлекторов космических аппаратов. № 1, 120.
Завьялова М.А., Солдатенко А.В., Кокарев С.А. Прецизионный датчик положения для оперативного контроля лазерного синтеза микроструктур на трехмерных поверхностях оптических материалов. № 3, 80.
Загрядский В.А. см. Артюхов А.А.
Зайцев С.В., Зыкова Е.Ю., Рау Э.И., Татаринцев А.А., Киселевский В.А. Расширение аналитических возможностей сканирующей электронной микроскопии при детектировании обратнорассеянных электронов. № 6, 167.
Зайчиков Д.И. см. Пиксаев В.М.
Заровский А.И., Андреев С.В., Воробьев Н.С., Горностаев П.Б. Искажения фокусировки в электронно-оптической камере на высоких скоростях развертки. № 2, 95.
Заяханов В.А. см. Старчиков С.С.

- Зеленков В.А., Лебедев М.Е., Рудый А.С., Чурилов А.Б.** Твердотельный миниатюрный термостат с программным управлением. № 3, 142.
- Землянуха П.М.** см. Большаков О.С.
- Зеодинов М.Г.** см. Костановский А.В.
- Зинин П.В.** см. Булатов К.М.
- Зотов М.Б.** см. Векшин Ю.В.
- Зубанков А.А.** см. Волков В.В.
- Зыкова Е.Ю.** см. Зайцев С.В.
- Иванников С.В.** см. Лычагин А.В.
- Иванов А.А.** см. Мальцев А.В.
- Иванов А.А.** см. Матаркин С.В.
- Иванов И.А.** см. Горбатов С.А.
- Ивашкин А.П.** см. Волков В.В.
- Ивашкин А.П.** см. Губер Ф.Ф.
- Известный А.В.** см. Волков В.В.
- Иконников В.Н.** см. Ботов Е.В.
- Ильин А.Ю.** см. Мясин Е.А.
- Ильинский Д.А.** см. Алексеев А.Э.
- Ипполитов М.С.** см. Акиндинов А.В.
- Исмагилова Е.В.** см. Калаев М.П.
- 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. № 3, 125.
- Каблуков С.И.** см. Ткаченко А.Ю.
- Казаков В.В.** Портативный ультразвуковой измеритель акустостойкости температуры. № 2, 152.
- Казаков В.В., Каменский В.А.** Дистанционный индикатор температуры торца оптоволока для задач лазерной хирургии. № 2, 110.
- Казачек М.В.** Математическая обработка импульсов для улучшения временных характеристик счетчика корреляций. № 6, 176.
- Калаев М.П.** см. Воронов К.Е.
- Калаев М.П., Родина А.В., Телегин А.М., Исмагилова Е.В.** Исследование работы оптического датчика для регистрации параметров высокоскоростных пылевых частиц. № 6, 142.
- Каменский В.А.** см. Казаков В.В.
- Камышинский Р.А.** см. Пацаев Т.Д.
- Кантур И.Э.** см. Ярмошенко Ю.М.
- Канцырев А.В.** см. Хурчиев А.О.
- Карасик В.Е.** см. Гриценко Т.В.
- Карасик В.Е.** см. Орлова М.В.
- Каретников М.Д.** см. Батяев В.Ф.
- Карманов Д.Е.** см. Горбунов А.В.
- Карнаушкин П.В.** см. Белокрылов М.Е.
- Карпинский В.Н.** см. Шиянов А.А.
- Карпушкин Н.М.** см. Волков В.В.
- Карпушкин Н.М.** см. Губер Ф.Ф.
- Карпюк П.В.** см. Федоров А.А.
- Касимов В.З.** см. Ищенко А.Н.
- Кауц В.Л.** см. Большаков О.С.
- Кебкал В.К.** см. Аврорин А.В.
- Кебкал К.Г.** см. Аврорин А.В.
- Кизириди П.П., Озур Г.Е.** Увеличение энергии в импульсе радиально сходящегося низкоэнергетического сильнотоочного электронного пучка. № 4, 84.
- Кириллов А.Г.** см. Курашкин К.В.
- Кирко Д.Л.** см. Ефимов Н.Е.
- Кирпиченко Р.В.** см. Ермалицкий Ф.А.
- Киселевский В.А.** см. Зайцев С.В.
- Кислов К.В.** см. Никитин С.П.
- Клёнов М.Г.** см. Старчиков С.С.
- Клод Д.** см. Белокрылов М.Е.
- Клод Д.** см. Туров А.Т.
- Кобякин А.С.** см. Данилов М.В.
- Коваленко А.Г.** см. Акимов Д.Ю.
- Коваленко Н.В.** см. Лычагин А.В.
- Коваль Н.Н.** см. Дорошкевич С.Ю.
- Коврижных А.М.** см. Филиппов А.Ю.
- Кожин В.А.** см. Аврорин А.В.
- Кожокару И.С.** см. Сошенко В.В.
- Козлов К.А.** см. Коротков С.В.
- Козлова Е.С.** см. Акимов Д.Ю.
- Козодаев А.М.** см. Сошенко В.В.
- Кокарев С.А.** см. Завьялова М.А.
- Колбин М.М.** см. Аврорин А.В.
- Колесников А.О.** см. Акулич В.В.
- Колесников С.С.** см. Хохлов А.А.
- Колесниченко Е.В.** см. Таранов М.А.
- Кольцов А.В.** см. Алексеев В.И.
- Конищев К.В.** см. Аврорин А.В.
- Коновалов А.М.** см. Акимов Д.Ю.
- Коновалов А.Н.** см. Юсупов В.И.
- Кононенко Г.А.** см. Артюх А.Г.
- Константинов Ю.А.** см. Ahmed Sabri Kadhimi Almoosa
- Константинов Ю.А.** см. Барков Ф.Л.
- Константинов Ю.А.** см. Белокрылов М.Е.
- Константинов Ю.А.** см. Орлова М.В.
- Константинов Ю.А.** см. Таранов М.А.
- Константинов Ю.А.** см. Туров А.Т.
- Конюхов А.И.** Бездисперсионный оптический датчик газа с временным разделением опорного и измерительного сигналов. № 2, 115.
- Корепанов М.А.** см. Гусева В.Е.

- Коржик М.В. см. Федоров А.А.
Корнев Н.С. см. Ботов Е.В.
Корнишин С.Ю. см. Паршин В.В.
Корноухов В.Н. см. Акимов Д.Ю.
Коробейников М.В. см. Безуглов В.В.
Коробченко А.В. см. Аврорин А.В.
Королёв С.А. см. Паршин В.В.
Королева М.Р. см. Гусева В.Е.
Корольков Л.В. см. Ищенко А.Н.
Коротков Д.А. см. Коротков С.В.
Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Сравнительное исследование коммутаторов мощных наносекундных импульсов на основе последовательно соединенных блоков динисторов с ударной ионизацией. № 4, 74.
Коротков С.В., Аристов Ю.В., Козлов К.А. Динисторный коммутатор мощных наносекундных импульсов. № 4, 70.
Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Генератор высоковольтных наносекундных импульсов на основе динисторов с ударной ионизацией. № 6, 23.
Косарев А.В., Подковыров В.Л., Ярошевская А.Д., Мелешко А.В., Гуторов К.М. Методика определения плотности и скорости импульсных газовых потоков миллисекундной длительности. № 6, 196.
Костановская М.Е. см. Костановский А.В.
Костановский А.В., Зеодинов М.Г., Пронкин А.А., Костановская М.Е. Установка для определения контактного электрического сопротивления высокотемпературных материалов. № 6, 181.
Костюшин В.А., Позняк И.М., Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Журавлев К.В., Лиджигорьев С.Д., Усманов Р.Р., Цыбенко В.Ю., Немчинов В.С. Плазменная установка МК-200. № 6, 28.
Котов А.Н., Старостин А.А., Шангин В.В., Бобин С.Б., Лончаков А.Т. Установка для термореконструкции полупроводниковых материалов в сильном магнитном поле при низких температурах. № 4, 89.
Котов В.М. Управляемое сведение лучей с разными длинами волн посредством акустооптической брегговской дифракции. № 3, 61.
Кошелев В.И. см. Балзовский Е.В.
Кошелев К.И. см. Гриценко Т.В.
Кошелев К.И. см. Чернуцкий А.О.
Кошечкин А.П. см. Аврорин А.В.
Кравец Я.М. см. Артюхов А.А.
Кравченко М.С. см. Завьялов П.В.
Кравчук Н.П. см. Акулич В.В.
Красильников А.М. см. Большаков О.С.
Крат С.А. см. Ефимов Н.Е.
Крашенинников С.В. см. Пацаев Т.Д.
Криштоп В.В. см. Белокрылов М.Е.
Круглов М.В. см. Аврорин А.В.
Крупнин А.Е. см. Пацаев Т.Д.
Крюков М.К. см. Аврорин А.В.
Ксенофонов С.Ю., Шилигин П.А., Терпелов Д.А., Шабанов Д.В., Геликонов В.М., Геликонов Г.В. Новый метод подавления артефактов движения в спектральной оптической когерентной томографии. № 6, 154.
Куденко Ю.Г. см. Данилов М.В.
Кузнецов А.А. см. Мальцев А.В.
Кузнецов А.И. см. Чугаев А.В.
Кузнецов П.И. см. Судас Д.П.
Кузнецов С.И. см. Бакулин И.А.
Кузнецова Д.Е. см. Федоров А.А.
Кузнецова Т.В. см. Ярмошенко Ю.М.
Кузнецова Т.М. см. Артюхов А.А.
Кузьмин Н.А. см. Акиндинов А.В.
Кузьмин Н.В., Тугаринов С.Н., Серов В.В., Серов С.В., Павлова Г.С., Науменко Н.Н. Светосильный спектрометр-полихроматор высокого разрешения, оснащенный научными КМОП-камерами, для спектроскопической диагностики плазмы токамаков. № 6, 85.
Кулепов В.Ф. см. Аврорин А.В.
Кулиш М.И., Емельянов А.Н., Голышев А.А., Дудин С.В., Шахрай Д.В. Реализация двухпроводных и четырехпроводных схем измерения электросопротивления в динамическом эксперименте. № 1, 100.
Кумпан А.В. см. Акимов Д.Ю.
Кумпан А.В. см. Галаванов А.В.
Кунькова З.Э. см. Маркин Ю.В.
Курашкин К.В., Кириллов А.Г., Беляев Р.В. Опытный образец акустического тензомера для определения температурных напряжений в рельсах. № 4, 156.
Курякин А.В. см. Акиндинов А.В.
Кучинский Н.А. см. Акулич В.В.
Лавров А.С. см. Векшин Ю.В.
Лавров Л.М., Поздняков Е.В., Ульмов Е.А., Ямщиков В.М., Ямщикова М.А. Метод измерения диаграммы направленности рассеянного излучения из лазерной плазмы с использованием засвеченной фотобумаги. № 6, 35.
Ладыгина Е.М. см. Хурчиев А.О.
Ларионов И.А. см. Минаева Е.Д.
Лебедев В.А. см. Акиндинов А.В.
Лебедев М.Е. см. Зеленков В.А.
Леванисов В.А. см. Дорошкевич С.Ю.
Лемзяков А.Г. см. Герасимов В.В.

- Леонтьев В.В.** см. Дементьев Д.В.
Леснов И.В. см. Большаков О.С.
Лиджигорьев С.Д. см. Костюшин В.А.
Лиокумович Л.Б. см. Ушаков Н.А.
Лисенков В.В. см. Осипов В.В.
Лобач И.А. см. Ткаченко А.Ю.
Лончаков А.Т. см. Котов А.Н.
Лубяко Л.В. см. Хусаинов Т.А.
Луканина К.Е. см. Пацаев Т.Д.
Лукьянов А.Ю. см. Волков П.В.
Лукьянов В.Н. см. Ермалицкий Ф.А.
Лукьяшин А.В. см. Акимов Д.Ю.
Лустина А.А. см. Мальцев А.В.
Лычагин А.В., Сурин В.В., Петров П.И., Маликова Т.К., Коваленко Н.В., Шевелкина Е.Д., Байцаева О.И., Иванников С.В., Юсупов В.И. Установка для определения оптических характеристик образцов биотканей. № 2, 150.
Львов А.И. см. Алексеев В.И.
Любутич И.С. см. Старчиков С.С.
- Мазницин А.Д.** см. Батяев В.Ф.
Майбуров С.Н. см. Дунин Н.В.
Майстренко И.В. см. Ищенко А.Н.
Макаров А.А. см. Ефимов Н.Е.
Макаров А.А. см. Тиликин И.Н.
Максимов Р.Н. см. Осипов В.В.
Максимов С.А. см. Безуглов В.В.
Маламут Т.Ю. см. Артюхов А.А.
Малаховский О.Ю. см. Семенов Э.В.
Маликова Т.К. см. Лычагин А.В.
Малышев В.Л. см. Акулич В.В.
Малышев Р.В., Силина Е.В. Люминометр. Принцип работы, устройство и рекомендации при сборке. № 3, 108.
Малышкин Ю.М. см. Аврорин А.В.
Мальцев А.В., Морозов О.Г., Иванов А.А., Сахбутдинов А.Ж., Кузнецов А.А., Лустина А.А. Простое радиотонное устройство для измерения мгновенной частоты множества СВЧ-сигналов на основе симметричного неплюского генератора гребенки. № 5, 32.
Мамаев А.И., Мамаева В.А., Беспалова Ю.Н., Баранов П.Ф. Оборудование для изучения импульсных микроплазменных процессов в водных растворах. № 2, 87.
Мамаева В.А. см. Мамаев А.И.
Мамаева Г.А. см. Ермалицкий Ф.А.
Мансфельд М.А. см. Большаков О.С.
Манько В.И. см. Акиндинов А.В.
Маркин Ю.В., Кунькова З.Э. Методика оперативного контроля инструментальных ошибок при регистрации спектров магнитного кругового дихроизма в отраженном свете. № 6, 74.
Матаркин С.В., Иванов А.А. Детектор излучения Вавилова—Черенкова, инициированного широкими атмосферными ливнями космических лучей. № 6, 216.
Махнев А.И. см. Волков В.В.
Махнев А.И. см. Губер Ф.Ф.
Мелешко А.В. см. Косарев А.В.
Мелик-Шахназаров В.А. см. Трегубенко А.А.
Меркин М.М. см. Дементьев Д.В.
Мечинский В.А. см. Федоров А.А.
Мещеряков А.А. см. Блинковский Н.К.
Миленин М.Б. см. Аврорин А.В.
Милич В.Н. см. Широков В.А.
Милойчикова И.А. см. Булавская А.А.
Милюшенко В.А., Пинтер Б., Бибииков С.Б. Экспресс-метод импедансной спектроскопии твердотельных образцов малых размеров на частотах 20 кГц—1 ГГц. № 6, 189.
Минаев Н.В. см. Минаева Е.Д.
Минаев Н.В. см. Юсупов В.И.
Минаев С.Е. см. Минаева Е.Д.
Минаева Е.Д., Минаев С.Е., Никитин Н.С., Гуляшко А.С., Ларионов И.А., Тыргышный В.А., Юсупов В.И., Минаев Н.В. Установка для изучения лазерного воздействия на биоткани. № 6, 162.
Минеев К.В. см. Большаков О.С.
Миргазов Р.Р. см. Аврорин А.В.
Митин Е.С. см. Ботов Е.В.
Мовчан С.А. см. Акулич В.В.
Моисеев В.В. см. Рязанцев А.В.
Молодцов В.О., Смирнов В.Ю., Солнушкин С.Д., Чихман В.Н. Регистрация рефлекса испуга. № 3, 154.
Морозов О.Г. см. Мальцев А.В.
Морозов С.В. см. Волков В.В.
Морозов С.В. см. Губер Ф.Ф.
Мочалов В.В. см. Рязанцев А.В.
Мурич Ю.А. см. Дементьев Д.В.
Мустафа Г.М. см. Шиянов А.А.
Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. Методика оценки величины генерируемой мощности оротронов с двухрядной периодической структурой в диапазоне 180—400 ГГц. № 2, 58.
- Назари В.** см. Аврорин А.В.
Назаров А.В. см. Ботов Е.В.
Наний О.Е. см. Дудин А.С.
Наний О.Е. см. Никитин С.П.
Науменко Н.Н. см. Кузьмин Н.В.
Наумов Д.В. см. Аврорин А.В.

- Наумов П.Ю. см. Тиликин И.Н.
- Негинский И.В. см. Васильев А.Ф.
- Некрасов Э.С. см. Балзовский Е.В.
- Немчинов В.С. см. Костюшин В.А.
- Нехаев В.Е. см. Безуглов В.В.
- Нечай А.Н. см. Гусева В.Е.
- Никитин А.К. см. Герасимов В.В.
- Никитин Н.С. см. Минаева Е.Д.
- Никитин С.П. см. Дудин А.С.
- Никитин С.П., Кислов К.В., Старовойт Ю.О., Бенгальский Д.М., Спиридонов Е.П., Харасов Д.Р., Фомиряков Э.А., Наний О.Е., Трещиков В.Н. Возможности и перспективы использования распределенных оптоволоконных датчиков в геофизике. № 5, 153.
- Николенко Д.М. см. Топорков Д.К.
- Ниненко С.И. Сильфонная камера в качестве дожимающей ступени для получения давления 1 ГПа в газовой среде. № 4, 97.
- Новиков В.И. см. Артюхов А.А.
- Номоконов П.В. см. Акиндинов А.В.
- Носов В.В. см. Бондарь А.Е.
- Носов П.А. см. Булатов К.М.
- Овчинников К.А. см. Белокрылов М.Е.
- Оздиев А.Х., Сырямкин В.И. Контурный метод томографического сканирования с идентификацией дефектов при помощи компьютерного зрения. № 4, 108.
- Озур Г.Е. см. Кизириди П.П.
- Олейников В.П. см. Бондарь А.Е.
- Орлов А.Н. см. Осипов В.В.
- Орлова К.Н. см. Градобоев А.В.
- Орлова М.В., Гриценко Т.В., Жирнов А.А., Константинов Ю.А., Туров А.Т., Пнев А.Б., Карасик В.Е. Исследование оптимальных параметров схемы распределенного волоконного микрофона на основе ф-ОТDR для распознавания речи. № 5, 129.
- Осипов В.В., Орлов А.Н., Лисенков В.В., Максимов Р.Н., Шитов В.А. Распределение магнитного поля в зазоре между двумя постоянными магнитами: расчетные и экспериментальные данные, а также их применение. № 6, 111.
- Павлова Г.С. см. Кузьмин Н.В.
- Пак А.В. см. Безуглов В.В.
- Панарин В.А. см. Тарасенко В.Ф.
- Панин А.С. см. Бакулин И.А.
- Панюшкин В.А. см. Хурчиев А.О.
- Паршин В.В., Чиликов А.А., Шитов А.М., Корнишин С.Ю., Шевелёв И.Н., Серов Е.А., Королёв С.А. Волноводный детектор мощности трехмиллиметрового диапазона с низким коэффициентом отражения. № 6, 18.
- Пацаев Т.Д., Ястремский Е.В., Крашенинников С.В., Крупнин А.Е., Антипова К.Г., Луканина К.Е., Григорьев Т.Е., Камышинский Р.А., Васильев А.Л. Установка для механических испытаний in situ в растровом электронном микроскопе. № 3, 157.
- Первадчук В.П., Владимирова Д.Б., Деревянкина А.Л. Изготовление кварцевых полых волокон: решение задачи устойчивости вытяжки капилляров. № 5, 180.
- Перекалов А.А. см. Гусева В.Е.
- Петров П.И. см. Лычагин А.В.
- Петрухина Д.И. см. Горбатов С.А.
- Петухов Д.П. см. Аврорин А.В.
- Петухов О.А. см. Волков В.В.
- Петухов Ю.П. см. Акиндинов А.В.
- Пиксаев В.М., Зайчиков Д.И., Пьянзин Д.В. Испытательный генератор сигналов произвольной формы. № 2, 64.
- Пикуз С.А. см. Тиликин И.Н.
- Пинтер Б. см. Милюшенко В.А.
- Пинчук А.В. см. Акимов Д.Ю.
- Пияков И.В. см. Воронов К.Е.
- Плешанов И.М., Белорус А.О. Моделирование оптической схемы позиционно-чувствительного люминесцентного датчика искры со спектральным преобразователем излучения. № 5, 159.
- Плисковский Е.Н. см. Аврорин А.В.
- Пнев А.Б. см. Гриценко Т.В.
- Пнев А.Б. см. Орлова М.В.
- Пнев А.Б. см. Чернуцкий А.О.
- Подковыров В.Л. см. Косарев А.В.
- Поздняков Е.В. см. Лавров Л.М.
- Поздняков И.А. см. Векшин Ю.В.
- Позняк И.М. см. Костюшин В.А.
- Полисадов С.С. см. Пушкарев А.И.
- Полисмакова М.Н. см. Сандуляк А.А.
- Полянский В.В. см. Алексеев В.И.
- Пономарев Р.С. см. Белокрылов М.Е.
- Потапов В.Т. см. Алексеев А.Э.
- Пресняков А.Ю. см. Батяев В.Ф.
- Примаек Е.А. см. Сошенко В.В.
- Пришвицын А.С. см. Ефимов Н.Е.
- Пронкин А.А. см. Костановский А.В.
- Проявин М.Д. см. Хусаинов Т.А.
- Пушкарев А.И., Полисадов С.С. Формирование анодной плазмы в электронном диоде со взрывоэмиссионным катодом. № 2, 79.
- Пьянзин Д.В. см. Пиксаев В.М.
- Пятых И.Н. см. Румянцев А.В.

- Радаев О.А. см. Сергеев В.А.
 Радченко В.М. см. Безуглов В.В.
 Радько А.Е. см. Ермалицкий Ф.А.
 Разин В.И. Особенности процессов возникновения и развития искр в микроструктурных газовых детекторах (*обзор*). № 2, 5.
 Разуваева О.Е. см. Акимов Д.Ю.
 Рау Э.И. см. Зайцев С.В.
 Рачек И.А. см. Топорков Д.К.
 Рогаев К.С. см. Ищенко А.Н.
 Рогачевская О.А. см. Хохлов А.А.
 Родина А.В. см. Калаев М.П.
 Розанов М.И. см. Аврорин А.В.
 Рубинас О.Р. см. Сошенко В.В.
 Руденко А.А. см. Еникеев Р.Ш.
 Рудик Д.Г. см. Акимов Д.Ю.
 Рудый А.С. см. Зеленков В.А.
 Румянцев А.В., Пятых И.Н. Замкнутый бесконтактный метод исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области температур 1000–2500 К. № 6, 203.
 Русинов В.Ю. см. Данилов М.В.
 Руфанов И.А. см. Акиндинов А.В.
 Рушай В.Д. см. Аврорин А.В.
 Рыбаков А.С. см. Дунин Н.В.
 Рыжков А.В. см. Артюхов А.А.
 Рябов Е.В. см. Аврорин А.В.
 Рязанцев А.В., Букреева С.И., Васильев А.Н., Горин А.М., Гончаренко Ю.М., Моисеев В.В., Мочалов В.В., Семенов П.А. Сцинтилляционный волоконный годоскоп эксперимента СПАС-ЧАРМ на ускорительном комплексе У-70. № 4, 48.
 Савёлов А.С. см. Ефимов Н.Е.
 Савинов К.И. см. Завьялов П.В.
 Савинов С.А. см. Дунин Н.В.
 Савченко М.В. см. Завьялов П.В.
 Саламатин А.В. см. Артюх А.Г.
 Салахутдинов Г.Х. см. Галаванов А.В.
 Салахутдинов Г.Х. см. Ефимов Н.Е.
 Салахутдинов Г.Х. см. Тиликин И.Н.
 Салашенко Н.Н. см. Гусева В.Е.
 Саммель А.Ю. см. Ищенко А.Н.
 Саморокова Н.М. см. Ищенко А.Н.
 Самцов М.П. см. Ермалицкий Ф.А.
 Сандуляк А.А., Сандуляк Д.А., Полисмакова М.Н., Ершова В.А., Сандуляк А.В. Расширение возможностей магнитометра с полюсами-полусферами. № 4, 116.
 Сандуляк А.В. см. Сандуляк А.А.
 Сандуляк Д.А. см. Сандуляк А.А.
 Сапожников К.С. см. Еникеев Р.Ш.
 Сафронов Г.Б. см. Аврорин А.В.
 Сахабутдинов А.Ж. см. Валеев Б.И.
 Сахабутдинов А.Ж. см. Мальцев А.В.
 Свиридов В.В. см. Буркин Е.Ю.
 Седов А.А., см. Ботов Е.В.
 Сеитова Д. см. Аврорин А.В.
 Семёнов А.М. см. Топорков Д.К.
 Семенов А.П., Цыренов Д.Б.-Д., Семенова И.А. Планарный магнетрон с ротационным центральным анодом, распыляемым ионным пучком. № 1, 145.
 Семенов К.Ю., Гембух П.И., Тригуб М.В. Малогабаритный CuVg-лазер с высокочастотным блоком заряда накопительного конденсатора. № 1, 87.
 Семенов П.А. см. Рязанцев А.В.
 Семенов Э.В., Малаховский О.Ю. Измерение малых потерь на поляризацию полупроводникового материала в готовых диодах. № 2, 122.
 Семенова И.А. см. Семенов А.П.
 Семиков Д.А. см. Волков П.В.
 Семилетов И.С. см. Юсупов В.И.
 Сеннов Ю.М. см. Шиянов А.А.
 Сергеев В.А., Радаев О.А., Фролов И.В. Измеритель внутренней квантовой эффективности светодиода. № 6, 103.
 Серебров А.П. см. Фомин А.К.
 Серебряков Д.В. см. Губер Ф.Ф.
 Серeda Ю.М. см. Артюх А.Г.
 Серов В.В. см. Кузьмин Н.В.
 Серов Е.А. см. Паршин В.В.
 Серов С.В. см. Кузьмин Н.В.
 Сибиряк Ю.Г. см. Акиндинов А.В.
 Сидорин С.С. см. Алексеев В.И.
 Сидоркин В.В. Широкодиапазонный преобразователь время–код счетно-импульсного типа с разрешением 1 нс. № 1, 149.
 Сидоров А.В. см. Безуглов В.В.
 Сидоров А.Д. см. Ищенко А.Н.
 Силина Е.В. см. Малышев Р.В.
 Симаков Г.Е. см. Акимов Д.Ю.
 Симикин Д.Е. см. Алексеев А.Э.
 Сиренко А.Э. см. Аврорин А.В.
 Скакун В.С. см. Тарасенко В.Ф.
 Скобелин И.И. см. Артюхов А.А.
 Скобляков А.В. см. Хурчиев А.О.
 Скурихин А.В. см. Аврорин А.В.
 Смирнов А.Н. см. Ермаков Н.В.
 Смирнов В.Ю. см. Молодцов В.О.
 Смирнов С.С. см. Балзовский Е.В.
 Смолянинов А.Н. см. Сошенко В.В.
 Смыслова В.Г. см. Федоров А.А.

- Соколов А.В. см. Бондарь А.Е.
 Соколов П.В. см. Федоров А.А.
 Солдатенко А.В. см. Завьялова М.А.
 Солнушкин С.Д. см. Молодцов В.О.
 Соловьев А.Г. см. Аврорин А.В.
 Сорокин Д.А. см. Тарасенко В.Ф.
 Сорокиев М.Н. см. Аврорин А.В.
 Сосновцев В.В. см. Акимов Д.Ю.
 Сосновцев В.В. см. Галаванов А.В.
 Сошенко В.В., Кожокару И.С., Большедворский С.В., Рубинас О.Р., Козодаев А.М., Дрофа С.М., Вилужанина П.Г., Примак Е.А., Смолянинов А.Н., Акимов А.В. Двухчастотный резонатор для возбуждения сверхтонких переходов в азотно-вакансионном центре окраски в алмазе. № 4, 92.
 Спиридонов Е.П. см. Никитин С.П.
 Старовойт Ю.О. см. Никитин С.П.
 Старостин А.А. см. Котов А.Н.
 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. № 3, 130.
 Степанов К.В. см. Гриценко Т.В.
 Стрелов В.И. см. Трегубенко А.А.
 Стромаков А.П. см. Аврорин А.В.
 Стучебров С.Г. см. Булавская А.А.
 Суворова О.В. см. Аврорин А.В.
 Судас Д.П., Кузнецов П.И. Покрyтия оксида олова (IV) с различной морфологией на поверхности утоненного кварцевого волоконного световода для применения в сенсорики. № 5, 174.
 Сулакшин С.А. см. Дорошкевич С.Ю.
 Сурин В.В. см. Лычагин А.В.
 Сухачев К.И., Телегин А.М., Григорьев Д.П., Шестаков Д.А., Дорофеев А.С. Алгоритм работы цифрового модуля устройства для детектирования пролетных импульсов. № 2, 46.
 Сухов Н.В. см. Дементьев Д.В.
 Сырямкин В.И. см. Оздиев А.Х.
- Таболенько В.А. см. Аврорин А.В.
 Тальшев А.А. см. Афанасенко С.С.
 Таранов М.А. см. Алексеев А.Э.
 Таранов М.А., Горшков Б.Г., Алексеев А.Э., Константинов Ю.А., Туров А.Т., Барков Ф.Л., Zinan Wang, Zhiyong Zhao, Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Колесниченко Е.В. Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорики. Настоящее и будущее (обзор). № 5, 5.
 Тарасенко В.Ф., Скаун В.С., Панарин В.А., Сорокин Д.А. Малогабаритная эксилампа с длиной волны 172 нм. № 6, 98.
- Тарасова Е.Ю. см. Бакулин И.А.
 Таращанский Б.А. см. Аврорин А.В.
 Тарковский Е.И. см. Данилов М.В.
 Татаринцев А.А. см. Зайцев С.В.
 Телегин А.М. см. Воронов К.Е.
 Телегин А.М. см. Калаев М.П.
 Телегин А.М. см. Сухачев К.И.
 Терпелов Д.А. см. Ксенофонов С.Ю.
 Тертышник А.Д. см. Волков П.В.
 Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Наумов П.Ю., Салахутдинов Г.Х. Исследования спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы гибридного Х-пинча. № 1, 74.
 Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Салахутдинов Г.Х. Исследование энергетической компоненты рентгеновского излучения горячей точки Х-пинча на установке БИН. № 4, 79.
 Тимофеев А.В. см. Афанасенко С.С.
 Титов А.И., Брагин С.Е., Володкевич О.М., Гаврилов С.А. Томография поперечного фазового портрета пучка сильнооточного линейного ускорителя ионов водорода. № 1, 5.
 Тихонов А.В. см. Горбатов С.А.
 Тихонов В.Н. см. Горбатов С.А.
 Ткаченко А.Ю., Лобач И.А., Каблуков С.И. Когерентная оптическая частотная рефлектометрия на основе волоконного самосканнирующего лазера: текущее состояние и перспективы развития (обзор). № 5, 24.
 Ткаченко В.О. см. Безуглов В.В.
 Толстяков С.Ю. см. Ермаков Н.В.
 Топорков Д.А. см. Костюшин В.А.
 Топорков Д.К., Глуховченко С.Ю., Николенко Д.М., Рачек И.А., Семёнов А.М., Шестаков Ю.В. Измерение поляризации дейтериевого атомного пучка с помощью поляриметра лэмбовского сдвига. № 4, 13.
 Торба М.С. см. Дорошкевич С.Ю.
 Травин Н.В. см. Шиянов А.А.
 Трегубенко А.А., Мелик-Шахназаров В.А., Стрелов В.И., Безбах И.Ж. Динамические характеристики активных двухконтурных виброзащитных устройств с подавленным резонансом несущей плиты. № 2, 137.
 Трегубенко Д.А. см. Ботов Е.В.
 Трещиков В.Н. см. Дудин А.С.
 Трещиков В.Н. см. Никитин С.П.
 Тригуб М.В. см. Семенов К.Ю.
 Тугаринов С.Н. см. Кузьмин Н.В.
 Тумкин А.Д. см. Акиндинов А.В.
 Туров А.Т. см. Орлова М.В.
 Туров А.Т. см. Таранов М.А.

- Туров А.Т., Барков Ф.Л., Белокрылов М.Е., Клод Д., Константинов Ю.А.** Исследование параметров приема-передачи сигнала в распределенном акустическом датчике. № 5, 99.
- Тыртышный В.А.** см. Минаева Е.Д.
- Удалова Т.А.** см. Артюхов А.А.
- Ульмов Е.А.** см. Лавров Л.М.
- Усманов Р.Р.** см. Костюшин В.А.
- Утешев З.М.** см. Алексеев В.И.
- Ушаков Н.А., Лиокумович Л.Б.** Сравнение временного и частотного подходов моделирования сигналов оптических рэлеевских рефлектометров. № 5, 106.
- Файт Л.** см. Аврорин А.В.
- Федоров А.А., Дубов В.В., Ермакова Л.В., Бондарев А.Г., Карпук П.В., Коржик М.В., Кузнецова Д.Е., Мечинский В.А., Смыслова В.Г., Досовицкий Г.А., Соколов П.В.** $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ сцинтилляционные керамические элементы для измерения ионизирующего излучения в газообразных и жидких средах. № 2, 52.
- Федорова Д.В.** см. Данилов М.В.
- Федотов С.А.** см. Данилов М.В.
- Филипова О.А.** см. Ермалицкий Ф.А.
- Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М.** Оптимизация бессепарационного трехфазного расходомера нефть–вода–газ горизонтальной ориентации с двухизотопным гамма-плотномером. № 4, 132.
- Филиппов Ю.П.** см. Филиппов А.Ю.
- Фильчагин С.В.** см. Акиндинов А.В.
- Фомин А.К., Серебров А.П.** Моделирование детектора антинейтрино для второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3. № 3, 9.
- Фомиряков Э.А.** см. Дудин А.С.
- Фомиряков Э.А.** см. Никитин С.П.
- Фролов Е.А.** см. Бондарь А.Е.
- Фролов И.В.** Оценка погрешности измерений коэффициента затухания оптических волокон в рэлеевской рефлектометрии. № 5, 114.
- Фролов И.В.** см. Сергеев В.А.
- Фролов К.В.** см. Старчиков С.С.
- Фукс А.А.** см. Аксенов О.И.
- Фунтов К.О.** см. Старчиков С.С.
- Хан Р.И.** см. Гриценко Т.В.
- Хан Р.И.** см. Чернуцкий А.О.
- Харасов Д.Р.** см. Дудин А.С.
- Харасов Д.Р.** см. Никитин С.П.
- Харламов П.И.** см. Дементьев Д.В.
- Хатун А.** см. Аврорин А.В.
- Хвостов Е.Ю.** см. Векшин Ю.В.
- Ходжибагиян Г.Г.** см. Шиянов А.А.
- Хохлов А.А., Рогачевская О.А., Колесников С.С.** Экспериментальная установка для мониторинга *ex vivo* стимул-зависимой секреции АТФ эпителиальными тканями. № 2, 155.
- Храмов Е.В.** см. Аврорин А.В.
- Храмов Н.А.** см. Булатов К.М.
- Хромов А.В.** см. Акимов Д.Ю.
- Хурчиев А.О., Панюшкин В.А., Скобляков А.В., Канцырев А.В., Голубев А.А., Гаврилин Р.О., Богданов А.В., Ладыгина Е.М., Высоцкий С.А.** Калибровка детекторных пленок Imaging Plates для регистрации заряженных частиц. № 6, 46.
- Хусаинов Т.А., Проявин М.Д., Лубяко Л.В.** Режекторные фильтры, изготовленные методом 3D-печати, для систем СВЧ-диагностики установок управляемого термоядерного синтеза. № 4, 55.
- Цыбенко В.Ю.** см. Костюшин В.А.
- Цыпина С.И.** см. Юсупов В.И.
- Цыренов Д.Б.-Д.** см. Семенов А.П.
- Чвирова А.А.** см. Данилов М.В.
- Чернов В.К.** см. Векшин Ю.В.
- Чернов Д.О.** см. Данилов М.В.
- Чернуцкий А.О., Хан Р.И., Гриценко Т.В., Кошелев К.И., Жирнов А.А., Пнев А.Б.** Исследование метода активного термостатирования опорного участка оптического волокна в составе распределенного волоконно-оптического датчика температуры. № 5, 121.
- Черняев А.П.** см. Желтоножская М.В.
- Чиликов А.А.** см. Паршин В.В.
- Чистилин С.В.** см. Шиянов А.А.
- Чихман В.Н.** см. Молодцов В.О.
- Чугаев А.В., Кузнецов А.И.** Оценка возможностей распределенной оптоволоконной системы регистрации со спиральным волокном при проведении межскважинного сейсмоакустического просвечивания. № 5, 167.
- Чумерин П.Ю.** см. Буркин Е.Ю.
- Чупашев А.В.** см. Ищенко А.Н.
- Чурилов А.Б.** см. Зеленков В.А.
- Чхало Н.И.** см. Гусева В.Е.
- Шабанов Д.В.** см. Ксенофонтов С.Ю.
- Шайбонов Б.А.** см. Аврорин А.В.
- Шакиров А.В.** см. Акимов Д.Ю.
- Шакиров А.В.** см. Галаванов А.В.
- Шангин В.В.** см. Котов А.Н.

- Шарандин Е.А.** см. Большаков О.С.
Шахрай Д.В. см. Кулиш М.И.
Шевелёв И.Н. см. Паршин В.В.
Шевелкина Е.Д. см. Лычагин А.В.
Шелепов М.Д. см. Аврорин А.В.
Шелковенко Т.А. см. Тиликин И.Н.
Шергин С.Л., Достовалов Н.Н. Портативная камера Вильсона для натурной демонстрации явлений ядерной физики. № 6, 212.
Шереметьев А.Д. см. Дементьев Д.В.
Шестаков Д.А. см. Сухачев К.И.
Шестаков Ю.В. см. Топорков Д.К.
Шиягин П.А. см. Ксенофонтов С.Ю.
Шимковиц Ф. см. Аврорин А.В.
Широков В.А., Галузин А.С., Милич В.Н. Особенности построения усилителей сигнала раскачки пьезоизлучателя для лабораторного гидроакустического исследовательского комплекса. № 4, 62.
Шитенков М.О. см. Дементьев Д.В.
Шитов В.А. см. Осипов В.В.
Шиянов А.А., Сеннов Ю.М., Чистилин С.В., Мустафа Г.М., Гусев С.И., Карпинский В.Н., Ходжибагиян Г.Г., Шурыгин А.А., Травин Н.В. Прецизионный источник тока с накопителем энергии для питания сверхпроводящих структурных магнитов Бустера комплекса NICA. № 3, 23.
Шмонин Г.А. см. Акиндинов А.В.
Штарклев Е.А. см. Безуглов В.В.
Штекл И. см. Аврорин А.В.
Шугуров В.В. см. Дорошкевич С.Ю.
Шунков А.Д. см. Башкуев Ю.Б.
Шурыгин А.А. см. Шиянов А.А.
Щербаков Р.И. см. Афанасенко С.С.
Щитов А.М. см. Паршин В.В.
Этенко А.В. см. Акимов Д.Ю.
Эцкерова Э. см. Аврорин А.В.
Юсик Д.А. см. Желтоножская М.В.
Юсупов В.И. см. Лычагин А.В.
Юсупов В.И. см. Минаева Е.Д.
Юсупов В.И., Коновалов А.Н., Минаев Н.В., Цыпина С.И., Семилетов И.С. Стенд для исследования образцов с газогидратами. № 3, 151.
Яблокова Ю.В. см. Аврорин А.В.
Якимец А.Л. см. Васильев А.Ф.
Ямщиков В.М. см. Лавров Л.М.
Ямщикова М.А. см. Лавров Л.М.
Ярмошенко Ю.М., Кантур И.Э., Долгих В.Е., Кузнецова Т.В. Регистрация рентгеновского изображения с помощью детектора на основе микроканальных пластин. № 3, 91.
Ярошевская А.Д. см. Косарев А.В.
Ястремский Е.В. см. Пацаев Т.Д.

**УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА
“ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА”
ЗА 2023 ГОД**

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

DOI: 10.31857/S0032816223060162, EDN: OXZNPN

ОБЗОРЫ

	<i>Номер</i>	<i>Стр.</i>
Особенности процессов возникновения и развития искр в микроструктурных газовых детекторах.		
<i>Разин В.И.</i>	2	5
Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорики. Настоящее и будущее.		
<i>Таранов М.А., Горшков Б.Г., Алексеев А.Э., Константинов Ю.А., Туров А.Т., Барков Ф.Л., Zinan Wang, Zhiyong Zhao, Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Колесниченко Е.В.</i>	5	5
Когерентная оптическая частотная рефлектометрия на основе волоконного самосканирующего лазера: текущее состояние и перспективы развития.		
<i>Ткаченко А.Ю., Лобач И.А., Каблуков С.И.</i>	5	24

УСКОРИТЕЛИ И ПУЧКИ ЧАСТИЦ

Томография поперечного фазового портрета пучка сильноточного линейного ускорителя ионов водорода.		
<i>Титов А.И., Брагин С.Е., Володкевич О.М., Гаврилов С.А.</i>	1	5
Калибровка черенковского монитора протонного пучка.		
<i>Акулиничев С.В., Гаврилов Ю.К., Джилкибаев Р.М.</i>	3	5

НЕЙТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Энергоугловые корреляции при неупругом рассеянии меченых нейтронов на ядрах углерода, азота и кислорода.		
<i>Батяев В.Ф., Беличенко С.Г., Каретников М.Д., Мазницин А.Д., Пресняков А.Ю.</i>	4	5

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ

Измерение поляризации дейтериевого атомного пучка с помощью поляриметра лэмбовского сдвига.		
<i>Топорков Д.К., Глуховченко С.Ю., Николенко Д.М., Рачек И.А., Семёнов А.М., Шестаков Ю.В.</i>	4	13

ТРЕКОВЫЕ СИСТЕМЫ

Соотношение сигнал/шум модуля кремниевой трековой системы эксперимента BM@N.		
<i>Дементьев Д.В., Шитенков М.О., Леонтьев В.В., Сухов Н.В., Шереметьев А.Д., Мушин Ю.А.</i>	1	23
Пучковые испытания прототипа системы обработки данных кремниевой трековой системы эксперимента BM@N.		
<i>Дементьев Д.В., Шитенков М.О., Харламов П.И., Воронин А.Л., Меркин М.М., Мушин Ю.А.</i>	1	33

ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ

Применение схемы емкостного деления сигнала для уменьшения числа каналов считывания многоканальных кремниевых детекторов с $p-n$ -переходом.		
Горбунов А.В., Карманов Д.Е.	1	41
Электронный шум, генерируемый космическими мюонами в двухфазном ксеноновом эмиссионном детекторе РЭД-100.		
Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А., Болотдыня А.И., Васин А.А., Галаванов А.В., Гусаков Ю.В., Коваленко А.Г., Козлова Е.С., Коновалов А.М., Корноухов В.Н., Кумпан А.В., Лукьяшин А.В., Пинчук А.В., Разуваева О.Е., Рудик Д.Г., Симаков Г.Е., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В., Этенко А.В.	2	15
Временное и энергетическое разрешения прототипов электромагнитного калориметра на основе кристаллов вольфрамата свинца.		
Акиндинов А.В., Балыгин К.А., Гришук Ю.В., Ипполитов М.С., Лебедев В.А., Манько В.И., Сибиряк Ю.Г., Арефьев В.А., Водопьянов А.С., Горбунов Н.В., Кузьмин Н.А., Номоконов П.В., Петухов Ю.П., Руфанов И.А., Будников Д.В., Грачев Д.В., Вихлянцева О.В., Деманов В.А., Завьялов Н.В., Куракин А.В., Тумкин А.Д., Фильчагин С.В., Шмонин Г.А.	2	24
Передние детекторы установки BM@N и изучение их отклика на пучке ионов углерода в эксперименте SRC.		
Волков В.В., Голубева М.Б., Губер Ф.Ф., Зубанков А.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Петухов О.А.	2	35
Алгоритм работы цифрового модуля устройства для детектирования пролетных импульсов.		
Сухачев К.И., Телегин А.М., Григорьев Д.П., Шестаков Д.А., Дорофеев А.С.	2	46
$Gd_3Al_2Ga_3O_{12}:Ce$ сцинтилляционные керамические элементы для измерения ионизирующего излучения в газообразных и жидких средах.		
Федоров А.А., Дубов В.В., Ермакова Л.В., Бондарев А.Г., Карпюк П.В., Коржик М.В., Кузнецова Д.Е., Мечинский В.А., Смыслова В.Г., Досовицкий Г.А., Соколов П.В.	2	52
Особенности процессов возникновения и развития искр в микроструктурных газовых детекторах (обзор).		
Разин В.И.	2	5
Моделирование детектора антинейтрино для второй нейтринной лаборатории на реакторе СМ-3.		
Фомин А.К., Серебров А.П.	3	9
Изучение работы матриц кремниевых фотоумножителей при криогенной температуре.		
Бондарь А.Е., Борисова Е.О., Бузулуцков А.Ф., Носов В.В., Олейников В.П., Соколов А.В., Фролов Е.А.	4	21
Временное разрешение и световыход образцов сцинтилляционных детекторов для времяпролетного детектора нейтронов эксперимента BM@N.		
Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Серебряков Д.В.	4	36
Сцинтилляционные детекторы заряженных частиц для черенковского нейтринного детектора.		
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.	4	42
Сцинтилляционный волоконный годоскоп эксперимента СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70.		
Рязанцев А.В., Букреева С.И., Васильев А.Н., Горин А.М., Гончаренко Ю.М., Моисеев В.В., Мочалов В.В., Семенов П.А.	4	48
Установка для исследования газовых смесей для трехкаскадного газового электронного умножителя.		
Галаванов А.В., Кумпан А.В., Салахутдинов Г.Х., Сосновцев В.В., Шакиров А.В.	6	5

Тонкостенные дрейфовые трубки с резистивным катодом из DLC
и внешним стриповым считыванием сигнала.

*Акулич В.В., Афанасьев К.Г., Баев В.Г., Колесников А.О.,
Кравчук Н.П., Кучинский Н.А., Малышев В.Л., Мовчан С.А.* 6 10

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

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

Мясин Е.А., Евдокимов В.В., Ильин А.Ю. 2 58

Испытательный генератор сигналов произвольной формы.

Пиксаев В.М., Зайчиков Д.И., Пьянзин Д.В. 2 64

Простое радиофотонное устройство для измерения мгновенной частоты
множества СВЧ-сигналов на основе симметричного неплоского генератора гребенки.

*Мальцев А.В., Морозов О.Г., Иванов А.А.,
Сахабутдинов А.Ж., Кузнецов А.А., Лустина А.А.* 5 32

Широкодиапазонный преобразователь время–код
счетно-импульсного типа с разрешением 1 нс.

Сидоркин В.В. 1 149

Электронный регулятор переменного напряжения.

Васильев А.Ф., Негинский И.В., Якимец А.Л. 3 148

Встроенная микропроцессорная система регистрации импульсов
для четырехканальной системы оптических детекторов
на основе 32-битных ARM-контроллеров Миландр 1986BE92QI.

*Дунин Н.В., Дунин В.Б., Савинов С.А., Демихов Т.Е.,
Майбуров С.Н., Демихов Е.И.* 3 153

Усилители, измерители, преобразователи, источники питания

Система питания для промышленных ускорителей электронов типа ИЛУ.

*Безуглов В.В., Брызгин А.А., Власов А.Ю., Воронин Л.А.,
Дрогунов Е.В., Коробейников М.В., Максимов С.А., Нехаев В.Е.,
Пак А.В., Радченко В.М., Сидоров А.В., Ткаченко В.О., Штарклев Е.А.* 1 56

Автоматизированный многофункциональный стенд для массового
измерения характеристик PIN-фотодиодов.

*Афанасенко С.С., Гнатовский Е.Р., Григорьев Д.Н.,
Талышев А.А., Тимофеев А.В., Щербаков Р.И.* 1 62

Прецизионные источники высокого напряжения для детекторов
ядерного излучения на стандартном промышленном трансформаторе.

Артюх А.Г., Кононенко Г.А., Саламатин А.В., Середа Ю.М. 3 17

Прецизионный источник тока с накопителем энергии
для питания сверхпроводящих структурных магнитов Бустера комплекса NICA.

*Шиянов А.А., Сеннов Ю.М., Чистилин С.В., Мустафа Г.М.,
Гусев С.И., Карпинский В.Н., Ходжибагиян Г.Г., Шурыгин А.А., Травин Н.В.* 3 23

Особенности построения усилителей сигнала раскачки пьезоизлучателя
для лабораторного гидроакустического исследовательского комплекса.

Широков В.А., Галузин А.С., Милич В.Н. 4 62

Импульсная техника

Малогабаритный импульсный магнетронный генератор СВЧ
на основе твердотельного коммутатора.

Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Чумерин П.Ю. 1 66

Мощный источник сверхширокополосного излучения субнаносекундной
длительности с управляемыми характеристиками.

<i>Балзовский Е.В., Буянов Ю.И., Ефремов А.М., Кошелев В.И., Некрасов Э.С., Смирнов С.С.</i>	3	37
Сильноточный высоковольтный предохранитель для защиты импульсных силовых цепей. <i>Еникеев Р.Ш., Сапожников К.С., Руденко А.А.</i>	3	46
Динисторный коммутатор мощных наносекундных импульсов. <i>Коротков С.В., Аристов Ю.В., Козлов К.А.</i>	4	70
Сравнительное исследование коммутаторов мощных наносекундных импульсов на основе последовательно соединенных блоков динисторов с ударной ионизацией. <i>Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А.</i>	4	74
Генератор высоковольтных наносекундных импульсов на основе динисторов с ударной ионизацией. <i>Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А.</i>	6	23

СВЧ-техника

Малогабаритный импульсный магнетронный генератор СВЧ на основе твердотельного коммутатора. <i>Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Чумерин П.Ю.</i>	1	66
Волноводный детектор мощности трехмиллиметрового диапазона с низким коэффициентом отражения. <i>Паршин В.В., Чиликов А.А., Щитов А.М., Корнишин С.Ю., Шевелёв И.Н., Серов Е.А., Королёв С.А.</i>	6	18
Режекторные фильтры, изготовленные методом 3D-печати, для систем СВЧ-диагностики установок управляемого термоядерного синтеза. <i>Хусаинов Т.А., Проявин М.Д., Лубяко Л.В.</i>	4	55
Простое радиофотонное устройство для измерения мгновенной частоты множества СВЧ-сигналов на основе симметричного неплоского генератора гребенки. <i>Мальцев А.В., Морозов О.Г., Иванов А.А., Сахабутдинов А.Ж., Кузнецов А.А., Лустина А.А.</i>	5	32

ПЛАЗМЕННЫЕ И ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

Исследования спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы гибридного Х-пинча. <i>Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Наумов П.Ю., Салахутдинов Г.Х.</i>	1	74
Режекторные фильтры, изготовленные методом 3D-печати, для систем СВЧ-диагностики установок управляемого термоядерного синтеза. <i>Хусаинов Т.А., Проявин М.Д., Лубяко Л.В.</i>	4	55
Измерение спектра мягкой компоненты рентгеновского излучения плазмы на токамаке МИФИСТ-0. <i>Ефимов Н.Е., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Крат С.А., Пришвицын А.С., Алиева А.И., Савёлов А.С., Кирко Д.Л., Салахутдинов Г.Х.</i>	2	73
Формирование анодной плазмы в электронном диоде со взрывоэмиссионным катодом. <i>Пушкарёв А.И., Полисадов С.С.</i>	2	79
Оборудование для изучения импульсных микроплазменных процессов в водных растворах. <i>Мамаев А.И., Мамаева В.А., Беспалова Ю.Н., Баранов П.Ф.</i>	2	87
Исследование энергетической компоненты рентгеновского излучения горячей точки Х-пинча на установке БИН. <i>Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Салахутдинов Г.Х.</i>	4	79
Плазменная установка МК-200.		

<i>Костюшин В.А., Позняк И.М., Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Журавлев К.В., Лиджигорьев С.Д., Усманов Р.Р., Цыбенко В.Ю., Немчинов В.С.</i>	<i>6</i>	<i>28</i>
Метод измерения диаграммы направленности рассеянного излучения из лазерной плазмы с использованием засвеченной фотобумаги. <i>Лавров Л.М., Поздняков Е.В., Ульмов Е.А., Ямщиков В.М., Ямщикова М.А.</i>	<i>6</i>	<i>35</i>
Калибровка детекторных пленок Imaging Plates для регистрации заряженных частиц. <i>Хурчиев А.О., Панюшкин В.А., Скобляков А.В., Канцырев А.В., Голубев А.А., Гаврилин Р.О., Богданов А.В., Ладыгина Е.М., Высоцкий С.А.</i>	<i>6</i>	<i>46</i>
Инициация объемного тлеющего разряда атмосферного давления в цилиндрической трубке с помощью слаботоочного поверхностного разряда в аргоне. <i>Балданов Б.Б.</i>	<i>6</i>	<i>56</i>
Светосильный спектрометр-полихроматор высокого разрешения, оснащенный научными КМОП-камерами, для спектроскопической диагностики плазмы токамаков. <i>Кузьмин Н.В., Тугаринов С.Н., Серов В.В., Серов С.В., Павлова Г.С., Науменко Н.Н.</i>	<i>6</i>	<i>85</i>
Способы формирования газовых, кластерных спрейных и жидкостных мишеней в лазерно-плазменном источнике излучения. <i>Гусева В.Е., Корепанов М.А., Королева М.Р., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i>	<i>4</i>	<i>145</i>

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ

Искажения фокусировки в электронно-оптической камере на высоких скоростях развертки. <i>Заровский А.И., Андреев С.В., Воробьев Н.С., Горностаев П.Б.</i>	<i>2</i>	<i>95</i>
Эффективный способ генерации и вывода электронного пучка в атмосферу в широкоапертурном ускорителе на основе ионно-электронной эмиссии. <i>Дорошкевич С.Ю., Воробьев М.С., Торба М.С., Гришков А.А., Коваль Н.Н., Сулакишин С.А., Шугуров В.В., Леванисов В.А.</i>	<i>3</i>	<i>53</i>
Увеличение энергии в импульсе радиально сходящегося низкоэнергетического сильноточного электронного пучка. <i>Кизириди П.П., Озур Г.Е.</i>	<i>4</i>	<i>84</i>
Калибровочный пучок вторичных электронов низких энергий ускорителя ФИАН “Пахра”. <i>Алексеев В.И., Архангельский А.И., Басков В.А., Батищев А.Г., Власик К.Ф., Гальпер А.М., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Полянский В.В., Сидорин С.С., Утешев З.М.</i>	<i>6</i>	<i>59</i>
Система питания для промышленных ускорителей электронов типа ИЛУ. <i>Безуглов В.В., Брызгин А.А., Власов А.Ю., Воронин Л.А., Дрогунов Е.В., Коробейников М.В., Максимов С.А., Нехаев В.Е., Пак А.В., Радченко В.М., Сидоров А.В., Ткаченко В.О., Штарклев Е.А.</i>	<i>1</i>	<i>56</i>

ОПТИКА

Оптические приборы и измерения

Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика. Настоящее и будущее (обзор). <i>Таранов М.А., Горшков Б.Г., Алексеев А.Э., Константинов Ю.А., Гуров А.Т., Барков Ф.Л., Zinan Wang, Zhiyong Zhao, Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Колесниченко Е.В.</i>	<i>5</i>	<i>5</i>
Когерентная оптическая частотная рефлектометрия на основе волоконного самосканирующего лазера: текущее состояние и перспективы развития (обзор). <i>Ткаченко А.Ю., Лобач И.А., Каблуков С.И.</i>	<i>5</i>	<i>24</i>

Управляемое сведение лучей с разными длинами волн посредством акустооптической брегговской дифракции.		
<i>Котов В.М.</i>	3	61
Планарный интерферометр Майкельсона на поверхностных плазмонах терагерцевого диапазона.		
<i>Герасимов В.В., Никитин А.К., Лемзяков А.Г.</i>	3	67
Прецизионный датчик положения для оперативного контроля лазерного синтеза микроструктур на трехмерных поверхностях оптических материалов.		
<i>Завьялова М.А., Солдатенко А.В., Кокарев С.А.</i>	3	80
Установка для терморефлектометрии полупроводниковых материалов в сильном магнитном поле при низких температурах.		
<i>Котов А.Н., Старостин А.А., Шангин В.В., Бобин С.Б., Лончаков А.Т.</i>	4	89
Двухчастотный резонатор для возбуждения сверхтонких переходов в азотно-вакансионном центре окраски в алмазе.		
<i>Сошенко В.В., Кожокару И.С., Большедворский С.В., Рубинас О.Р., Козодаев А.М., Дрофа С.М., Вилюжанина П.Г., Примаек Е.А., Смолянинов А.Н., Акимов А.В.</i>	4	92
Повышение эффективности измерения температуры волоконным датчиком на основе бриллюэновской оптической рефлектометрии во временной области с алгоритмом ближайших К-соседей (K-NN).		
<i>Ahmed Sabri Kadhim Almoosa, Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Mohd Faisal Ibrahim, Norhana Arsad, Mohd Hadri Hafiz Mokhtar, Ahmad Ashrif A. Bakar, Константинов Ю.А.</i>	5	40
Модификация метода обратной корреляции для точного определения бриллюэновского сдвига частоты.		
<i>Барков Ф.Л., Константинов Ю.А.</i>	5	48
Способ увеличения отношения сигнал/шум регистрируемого оптическим рефлектометром частотной области обратно-рассеянного рэлеевского излучения при помощи двухкаскадного эрбиевого усиления.		
<i>Белокрылов М.Е., Клод Д., Константинов Ю.А., Карнаушкин П.В., Овчинников К.А., Криштон В.В., Гилев Д.Г., Барков Ф.Л., Пономарев Р.С.</i>	5	56
Создание адаптивных алгоритмов для определения бриллюэновского частотного сдвига и натяжения оптических волокон.		
<i>Богачков И.В.</i>	5	64
Экспериментальные исследования характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в одномодовых оптических волокнах различных видов.		
<i>Богачков И.В., Горлов Н.И.</i>	5	70
Метод уточнения частотного сдвига спектра, полученного при низком разрешении анализатора.		
<i>Валеев Б.И., Аглиуллин Т.А., Сахабутдинов А.Ж.</i>	5	78
Исследование распределения чувствительности вдоль контура волоконно-оптического датчика на основе интерферометра Саньяка.		
<i>Гриценко Т.В., Дьякова Н.В., Жирнов А.А., Степанов К.В., Хан Р.И., Кошелев К.И., Пнев А.Б., Карасик В.Е.</i>	5	84
Распределенный акустический датчик с дальностью работы 120 км на базе фазочувствительного импульсного рефлектометра и эрбиевого усилителя с удаленной накачкой.		
<i>Дудин А.С., Харасов Д.Р., Фомиряков Э.А., Никитин С.П., Наний О.Е., Трещиков В.Н.</i>	5	92
Исследование параметров приема-передачи сигнала в распределенном акустическом датчике.		
<i>Туров А.Т., Барков Ф.Л., Белокрылов М.Е., Клод Д., Константинов Ю.А.</i>	5	99
Сравнение временного и частотного подходов моделирования сигналов оптических рэлеевских рефлектометров.		

<i>Ушаков Н.А., Лиокумович Л.Б.</i>	5	106
Оценка погрешности измерений коэффициента затухания оптических волокон в рэлеевской рефлектометрии.		
<i>Фролов И.В.</i>	5	114
Исследование метода активного термостатирования опорного участка оптического волокна в составе распределенного волоконно-оптического датчика температуры.		
<i>Чернуцкий А.О., Хан Р.И., Гриценко Т.В., Кошелев К.И., Жирнов А.А., Пнев А.Б.</i>	5	121
Метод детектирования нанометровых колебаний длины в волоконно-оптических сенсорах с помощью следящего тандемного низкокогерентного интерферометра.		
<i>Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Семиков Д.А., Тертышник А.Д.</i>	6	69
Методика оперативного контроля инструментальных ошибок при регистрации спектров магнитного кругового дихроизма в отраженном свете.		
<i>Маркин Ю.В., Кунькова З.Э.</i>	6	74
Светосильный спектрометр-полихроматор высокого разрешения, оснащенный научными КМОП-камерами, для спектроскопической диагностики плазмы токамаков.		
<i>Кузьмин Н.В., Тугаринов С.Н., Серов В.В., Серов С.В., Павлова Г.С., Науменко Н.Н.</i>	6	85

Излучатели света, лазеры и лазерные приборы

Потери мощности излучения в светодиодах.		
<i>Градобоев А.В., Орлова К.Н., Жамалдинов Ф.Ф.</i>	1	80
Малогабаритный CuVg-лазер с высокочастотным блоком заряда накопительного конденсатора.		
<i>Семенов К.Ю., Гембух П.И., Тригуб М.В.</i>	1	87
Малогабаритная эксилампа с длиной волны 172 нм.		
<i>Тарасенко В.Ф., Скаун В.С., Панарин В.А., Сорокин Д.А.</i>	6	98
Измеритель внутренней квантовой эффективности светодиода.		
<i>Сергеев В.А., Радаев О.А., Фролов И.В.</i>	6	103
Автоматизированный multifunctional стенд для массового измерения характеристик PIN-фотодиодов.		
<i>Афанасенко С.С., Гнатовский Е.Р., Григорьев Д.Н., Талышев А.А., Тимофеев А.В., Щербаков Р.И.</i>	1	62

АКУСТИКА, ВЫСОКИЕ ДАВЛЕНИЯ

Измерение распределений температуры и интенсивности инфракрасного лазерного излучения на поверхности твердого тела в ячейке высокого давления.		
<i>Булатов К.М., Зинин П.В., Носов П.А., Храмов Н.А.</i>	1	92
Реализация двухпроводных и четырехпроводных схем измерения электросопротивления в динамическом эксперименте.		
<i>Кулиш М.И., Емельянов А.Н., Голышев А.А., Дудин С.В., Шахрай Д.В.</i>	1	100
Сильфонная камера в качестве дожимающей ступени для получения давления 1 ГПа в газовой среде.		
<i>Ниненко С.И.</i>	4	97
Распределенный акустический датчик с дальностью работы 120 км на базе фазочувствительного импульсного рефлектометра и эрбиевого усилителя с удаленной накачкой.		
<i>Дудин А.С., Харасов Д.Р., Фомиряков Э.А., Никитин С.П., Наний О.Е., Трещников В.Н.</i>	5	92

Исследование параметров приема-передачи сигнала
в распределенном акустическом датчике.

*Туров А.Т., Барков Ф.Л., Белокрылов М.Е.,
Клод Д., Константинов Ю.А.* 5 99

РЕНТГЕНОВСКАЯ ТЕХНИКА

Регистрация рентгеновского изображения с помощью детектора
на основе микроканальных пластин.

Ярмошенко Ю.М., Кантур И.Э., Долгих В.Е., Кузнецова Т.В. 3 91

Разработка методики определения оптимального количества проекций
при реализации метода многоуглового сканирования пучка ионизирующего излучения.

*Булавская А.А., Бушмина Е.А., Григорьева А.А.,
Ермакова А.С., Милойчикова И.А., Стучебров С.Г.* 4 101

Контурный метод томографического сканирования с идентификацией
дефектов при помощи компьютерного зрения.

Оздиев А.Х., Сырякин В.И. 4 108

МАГНИТНЫЕ ПРИБОРЫ

Расширение возможностей магнитометра с полюсами-полусферами

Сандуляк А.А., Сандуляк Д.А., Полисмакова М.Н., Ершова В.А., Сандуляк А.В. 4 116

Распределение магнитного поля в зазоре между двумя постоянными магнитами:
расчетные и экспериментальные данные, а также их применение.

Осипов В.В., Орлов А.Н., Лисенков В.В., Максимов Р.Н., Шитов В.А. 6 111

РАДИОМЕТРИЯ

Фотоактивационный подход к определению долгоживущих изотопов никеля
в конструкционных материалах АЭС.

Желтоножская М.В., Черняев А.П., Юсик Д.А., Балаба Ю.О. 2 101

Лабораторная установка для повышения технологического выхода ^{123}I
при облучении протонами мишени с ^{124}Xe .

*Артюхов А.А., Загрядский В.А., Кравец Я.М., Кузнецова Т.М.,
Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Рыжков А.В., Скобелкин И.И., Удалова Т.А.* 6 119

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, АСТРОНОМИЯ

Мобильный полноповоротный радиометрический комплекс
для астрономических и атмосферных исследований.

*Большаков О.С., Бубнов Г.М., Вдовин А.В., Вдовин В.Ф.,
Гладышев В.О., Гунбина А.А., Дубрович В.К., Землянхуа П.М.,
Кауц В.Л., Красильников А.М., Леснов И.В., Мансфельд М.А.,
Минеев К.В., Шарандин Е.А.* 1 112

Высокоточные измерения термодеоформаций рефлекторов космических аппаратов.

*Завьялов П.В., Кравченко М.С., Савинов К.И.,
Савченко М.В., Белобородов А.В.* 1 120

Широкополосная приемная система для радиointерферометра нового поколения.

*Векшин Ю.В., Зотов М.Б., Лавров А.С.,
Поздняков И.А., Хвостов Е.Ю., Чернов В.К.* 3 98

Повышение чувствительности нейтринного телескопа Baikal-GVD
с помощью внешних гирлянд оптических модулей.

*Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М., Аллахвердян В.А.,
Бардачова З., Белоплатиков И.А., Борина И.В., Буднев Н.М.,
Гафаров А.Р., Голубков К.В., Горшков Н.С., Гресь Т.И., Дворнишки Р.,
Джилкибаев Ж.-А.М., Дик В.Я., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А.,
Дячок А.Н., Елжов Т.В., Заборов Д.Н., Кебкел В.К., Кебкел К.Г.,*

<i>Кожин В.А., Колбин М.М., Конищев К.В., Коробченко А.В., Кошечкин А.П., Круглов М.В., Крюков М.К., Кулепов В.Ф., Малышкин Ю.М., Миленин М.Б., Миргазов Р.Р., Назари В., Наумов Д.В., Петухов Д.П., Плисковский Е.Н., Розанов М.И., Рушай В.Д., Рябов Е.В., Сафронов Г.Б., Сеитова Д., Сиренко А.Э., Скурихин А.В., Соловьев А.Г., Сороковилов М.Н., Стромаков А.П., Суворова О.В., Таболенко В.А., Таращанский Б.А., Файт Л., Хатун А., Храмов Е.В., Шайбонов Б.А., Шелепов М.Д., Шимковиц Ф., Штекл И., Эцкерова Э., Яблокова Ю.В.</i>	6	126
Исследование работы детектора пролета высокоскоростных заряженных микрочастиц для времяпролетного масс-спектрометра.		
<i>Воронов К.Е., Пияков И.В., Калаев М.П., Телегин А.М.</i>	6	135
Исследование работы оптического датчика для регистрации параметров высокоскоростных пылевых частиц.		
<i>Калаев М.П., Родина А.В., Телегин А.М., Исмаилова Е.В.</i>	6	142
Детектор излучения Вавилова—Черенкова, инициированного широкими атмосферными ливнями космических лучей.		
<i>Матаркин С.В., Иванов А.А.</i>	6	216

ПРИБОРЫ ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

Прецизионная аппаратура для измерения сверхслабого оптического излучения от биокультур.		
<i>Дунин Н.В., Дунин В.Б., Савинов С.А., Рыбаков А.С., Майбуров С.Н., Багдинова А.Н., Демихов Е.И.</i>	1	132
Дистанционный индикатор температуры торца оптоволокна для задач лазерной хирургии.		
<i>Казаков В.В., Каменский В.А.</i>	2	110
Люминометр. Принцип работы, устройство и рекомендации при сборке.		
<i>Малышев Р.В., Силина Е.В.</i>	3	108
Исследование оптимальных параметров схемы распределенного волоконного микрофона на основе ф-OTDR для распознавания речи.		
<i>Орлова М.В., Гриценко Т.В., Жирнов А.А., Константинов Ю.А., Туров А.Т., Пнев А.Б., Карасик В.Е.</i>	5	129
СВЧ-комплекс для создания при атмосферном давлении низкотемпературной плазмы.		
<i>Горбатов С.А., Петрухина Д.И., Тихонов А.В., Тихонов В.Н., Иванов И.А.</i>	6	150
Новый метод подавления артефактов движения в спектральной оптической когерентной томографии.		
<i>Ксенофонов С.Ю., Шилягин П.А., Терпелов Д.А., Шабанов Д.В., Геликонов В.М., Геликонов Г.В.</i>	6	154
Установка для изучения лазерного воздействия на биоткани.		
<i>Минаева Е.Д., Минаев С.Е., Никитин Н.С., Гуляшко А.С., Ларионов И.А., Тыртышный В.А., Юсупов В.И., Минаев Н.В.</i>	6	162
Установка для определения оптических характеристик образцов биотканей.		
<i>Лычагин А.В., Сурин В.В., Петров П.И., Маликова Т.К., Коваленко Н.В., Шевелкина Е.Д., Байцаева О.И., Иванников С.В., Юсупов В.И.</i>	2	150
Портативный ультразвуковой измеритель акустостойкости температуры.		
<i>Казаков В.В.</i>	2	152
Экспериментальная установка для мониторинга ex vivo стимул-зависимой секреции АТФ эпителиальными тканями.		
<i>Хохлов А.А., Рогачевская О.А., Колесников С.С.</i>	2	155
Регистрация рефлекса испуга.		

<i>Молодцов В.О., Смирнов В.Ю., Солнушкин С.Д., Чихман В.Н.</i>	3	154
---	---	-----

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗЕМЛИ

Бездисперсионный оптический датчик газа с временным разделением опорного и измерительного сигналов. <i>Конюхов А.И.</i>	2	115
Многоканальная установка для исследования гидроэлектродинамических явлений, возникающих при набегании волн на береговую линию озера Байкал. <i>Башкуев Ю.Б., Аюров Д.Б., Шунков А.Д.</i>	3	116
Навигационные групповые радиооптические отражатели кругового действия. <i>Блинковский Н.К., Гулько В.Л., Мещеряков А.А.</i>	4	123
Оптимизация бессепарационного трехфазного расходомера нефть–вода–газ горизонтальной ориентации с двухизотопным гамма-плотномером. <i>Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М.</i>	4	132
Волоконный фазовый рефлектометр с низким уровнем шума выходного сигнала для применения в сейсмологии. <i>Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Ильинский Д.А., Потапов В.Т., Симикин Д.Е., Таранов М.А.</i>	5	134
Применение распределенного акустического датчика для сейсмических исследований на мелководье с помощью оптической донной косы. <i>Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Ильинский Д.А., Потапов В.Т., Симикин Д.Е., Таранов М.А.</i>	5	141
Волоконный когерентный фазовый рефлектометр для инженерной геологии. <i>Алексеев А.Э., Горшков Б.Г., Потапов В.Т., Таранов М.А., Симикин Д.Е.</i>	5	146
Возможности и перспективы использования распределенных оптоволоконных датчиков в геофизике. <i>Никитин С.П., Кислов К.В., Старовойт Ю.О., Бенгальский Д.М., Спиридонов Е.П., Харасов Д.Р., Фомиряков Э.А., Наний О.Е., Трещиков В.Н.</i>	5	153
Моделирование оптической схемы позиционно-чувствительного люминесцентного датчика искры со спектральным преобразователем излучения. <i>Плешанов И.М., Белорус А.О.</i>	5	159
Оценка возможностей распределенной оптоволоконной системы регистрации со спиральным волокном при проведении межскважинного сейсмоакустического просвечивания. <i>Чугаев А.В., Кузнецов А.И.</i>	5	167
Универсальный электроразведочный приемник ОМАР-ИКС. <i>Давыдов В.А.</i>	1	151
Опытный образец акустического тензометра для определения температурных напряжений в рельсах. <i>Курашкин К.В., Кириллов А.Г., Беляев Р.В.</i>	4	156

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Общие вопросы

Стенд “Микроскоп” для поверки микроволновых интерферометров. <i>Ботов Е.В., Иконников В.Н., Корнев Н.С., Митин Е.С., Назаров А.В., Седов А.А., Трегубенко Д.А.</i>	1	140
Измерение малых потерь на поляризацию полупроводникового материала в готовых диодах. <i>Семенов Э.В., Малаховский О.Ю.</i>	2	122
Временные характеристики одноэлектронных фотоумножителей ФЭУ-175, ФЭУ-186 с джиттером 0.4 нс.		

<i>Ермалицкий Ф.А., Ермалицкая К.Ф., Лукьянов В.Н., Вязников А.Н., Кирпиченко Р.В., Мамаева Г.А., Радько А.Е., Самцов М.П., Филипова О.А.</i>	2	129
Динамические характеристики активных двухконтурных виброзащитных устройств с подавленным резонансом несущей плиты.		
<i>Трегубенко А.А., Мелик-Шахназаров В.А., Стрелов В.И., Безбах И.Ж.</i>	2	137
Устройство для поляризации полимерных пленок в поле поверхностного коронного разряда барьерного типа.		
<i>Бакулин И.А., Кузнецов С.И., Панин А.С., Тарасова Е.Ю.</i>	2	144
Метод проведения усталостных испытаний тонких проволок.		
<i>Аксенов О.И., Фукс А.А., Волков Н.А., Аронин А.С.</i>	3	121
Покрyтия оксида олова (IV) с различной морфологией на поверхности утоненного кварцевого волоконного световода для применения в сенсорики.		
<i>Судас Д.П., Кузнецов П.И.</i>	5	174
Изготовление кварцевых полых волокон: решение задачи устойчивости вытяжки капилляров.		
<i>Первадчук В.П., Владимирова Д.Б., Деревянкина А.Л.</i>	5	180
Расширение аналитических возможностей сканирующей электронной микроскопии при детектировании обратнорассеянных электронов.		
<i>Зайцев С.В., Зыкова Е.Ю., Рау Э.И., Татаринцев А.А., Киселевский В.А.</i>	6	167
Математическая обработка импульсов для улучшения временных характеристик счетчика корреляций.		
<i>Казачек М.В.</i>	6	176
Установка для определения контактного электрического сопротивления высокотемпературных материалов.		
<i>Костановский А.В., Зеодинов М.Г., Пронкин А.А., Костановская М.Е.</i>	6	181
Экспресс-метод импедансной спектроскопии твердотельных образцов малых размеров на частотах 20 кГц–1 ГГц.		
<i>Милюшенко В.А., Пинтер Б., Бибииков С.Б.</i>	6	189
Стенд для испытаний шаговых двигателей.		
<i>Ермаков Н.В., Баженов А.Н., Смирнов А.Н., Толстяков С.Ю.</i>	1	154
Стенд для исследования образцов с газогидратами.		
<i>Юсупов В.И., Коновалов А.Н., Минаев Н.В., Цыпина С.И., Семилетов И.С.</i>	3	151
Установка для механических испытаний in situ в растровом электронном микроскопе.		
<i>Пацаев Т.Д., Ястремский Е.В., Крашенинников С.В., Крупнин А.Е., Антипова К.Г., Луканина К.Е., Григорьев Т.Е., Камышинский Р.А., Васильев А.Л.</i>	3	157
Двухчастотный резонатор для возбуждения сверхтонких переходов в азотно-вакансионном центре окраски в алмазе.		
<i>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.</i>	4	92

Тонкие слои, микро- и наночастицы

Планарный магнетрон с ротационным центральным анодом, распыляемым ионным пучком.		
<i>Семенов А.П., Цыренов Д.Б.-Д., Семенова И.А.</i>	1	145

Газы и жидкости

Адаптация гидробаллистического стенда для испытаний малогабаритных метательных установок.		
<i>Ищенко А.Н., Буркин В.В., Касимов В.З., Дьячковский А.С., Чупаишев А.В., Саммель А.Ю., Рогачев К.С., Сидоров А.Д., Майстренко И.В., Корольков Л.В., Бураков В.А., Саморокова Н.М.</i>	3	125

Способы формирования газовых, кластерных спрейных и жидкостных мишеней в лазерно-плазменном источнике излучения. <i>Гусева В.Е., Корепанов М.А., Королева М.Р., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i>	4	145
Методика определения плотности и скорости импульсных газовых потоков миллисекундной длительности. <i>Косарев А.В., Подковыров В.Л., Ярошевская А.Д., Мелешко А.В., Гуторов К.М.</i>	6	196

Тепловые и криогенные приборы

Модернизированный безжидкостный гелиевый криостат замкнутого цикла для мессбауэровских исследований. <i>Старчиков С.С., Фунтов К.О., Заяханов В.А., Фролов К.В., Клёнов М.Г., Бондаренко И.Ю., Любути И.С.</i>	3	130
Твердотельный миниатюрный термостат с программным управлением. <i>Зеленков В.А., Лебедев М.Е., Рудый А.С., Чурилов А.Б.</i>	3	142
Замкнутый бесконтактный метод исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области температур 1000–2500 К. <i>Румянцев А.В., Пятых И.Н.</i>	6	203

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Портативная камера Вильсона для натурной демонстрации явлений ядерной физики. <i>Шергин С.Л., Достовалов Н.Н.</i>	6	212
--	---	-----

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Широкодиапазонный преобразователь время–код счетно-импульсного типа с разрешением 1 нс. <i>Сидоркин В.В.</i>	1	149
Универсальный электроразведочный приемник ОМАР-ИКС. <i>Давыдов В.А.</i>	1	151
Стенд для испытаний шаговых двигателей. <i>Ермаков Н.В., Баженов А.Н., Смирнов А.Н., Толстяков С.Ю.</i>	1	154
Установка для определения оптических характеристик образцов биотканей. <i>Лычагин А.В., Сурин В.В., Петров П.И., Маликова Т.К., Коваленко Н.В., Шевелкина Е.Д., Байцаева О.И., Иванников С.В., Юсупов В.И.</i>	2	150
Портативный ультразвуковой измеритель акустояростной температуры. <i>Казаков В.В.</i>	2	152
Экспериментальная установка для мониторинга ex vivo стимул-зависимой секреции АТФ эпителиальными тканями. <i>Хохлов А.А., Рогачевская О.А., Колесников С.С.</i>	2	155
Электронный регулятор переменного напряжения. <i>Васильев А.Ф., Негинский И.В., Якимец А.Л.</i>	3	148
Стенд для исследования образцов с газогидратами. <i>Юсупов В.И., Коновалов А.Н., Минаев Н.В., Цыпина С.И., Семилетов И.С.</i>	3	151
Встроенная микропроцессорная система регистрации импульсов для четырехканальной системы оптических детекторов на основе 32-битных ARM-контроллеров Миландр 1986BE92QI. <i>Дунин Н.В., Дунин В.Б., Савинов С.А., Демихов Т.Е., Майбуров С.Н., Демихов Е.И.</i>	3	153
Регистрация рефлекса испуга. <i>Молодцов В.О., Смирнов В.Ю., Солнушкин С.Д., Чихман В.Н.</i>	3	154

Установка для механических испытаний *in situ* в растровом электронном микроскопе.

*Пацаев Т.Д., Ястремский Е.В., Крашенинников С.В., Крупнин А.Е.,
Антипова К.Г., Луканина К.Е., Григорьев Т.Е., Камышинский Р.А., Васильев А.Л.* 3 157

Опытный образец акустического тензометра для определения температурных напряжений в рельсах.

Курашкин К.В., Кириллов А.Г., Беляев Р.В. 4 156

Детектор излучения Вавилова—Черенкова, инициированного широкими атмосферными ливнями космических лучей.

Матаркин С.В., Иванов А.А. 6 216

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223060186, EDN: BFDMB5

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Islami rad S. Z., R. Peyvandi Gholipour, G h a n a v a t i S. Evaluation of the Response Function of NaI (Tl) and Plastic Scintillator with Temperature Fluctuations — 9 p., 5 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The temperature effect plays an important role in the response function and efficiency of detectors. In this study, the behavior of doped NaI (Tl) and plastic scintillators was evaluated and compared with temperature changes, in a similar condition, for the first time. The detection system uses an experimental setup consisting of a ^{60}Co source, NaI (Tl) detector, and a plastic scintillation detector. The results show that the recorded count rates from NaI (Tl) detector have a direct relation with temperature and lead to a $0.15\%/^{\circ}\text{C}$ error in the count rate. But in the same condition, the acquired count rates from the plastic scintillator detector were reduced with temperature increasing with a $0.57\%/^{\circ}\text{C}$ error in the count rate (inverse relation). Also, in this work, Linear and second-order polynomial regression were implemented on the recorded count rates from scintillators to compensate temperature effect. Finally, the acquired results were evaluated using the relative error (%) and diagram slope which expressed the superiority of the polynomial regression. Using this correction technique, the count rate changes reached to least and are stable with temperature fluctuations. The results of this research can be suitable for the industrial application of NaI (Tl) and plastic scintillators in level gauging, thickness gauging, and other nuclear gauging systems.

Азнабаев Д., Исатаев Т., Лукьянов С.М., Смирнов В.И., Стукалов С.С., Солодов А.Н. Позиционно-чувствительный детектор на основе микроканальных пластин для измерения характеристик осколков деления на установке МАВР. — 9 с., 13 рис.

Представлены результаты измерений осколков деления с помощью времяпролетной системы с позиционно-чувствительным детектором на основе микроканальных пластин, созданной для измерений масс продуктов ядерных реакций на установке МАВР. Преимуществом таких микроканальных пластин является их высокая позиционная чувствительность и высокая эффективность регистрации тяжелых заряженных частиц с малой энергией. В работе приведены техническое описание системы регистрации осколков деления и результаты измерения параметров позиционно-чувствительного детектора на основе микроканальных пластин большой площади ($40 \times 60 \text{ мм}^2$), полученные при измерении осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Координатное разрешение по осям X и Y определялось при регистрации осколков деления в реакции $^{14}\text{N} + ^{192}\text{Au}$ на установке МАВР. Временное раз-

решение позиционно-чувствительного детектора было получено путем регистрации времени пролета альфа-частиц, испускаемых радиоактивным источником ^{226}Ra .

Алексеев В.И., Басков В.А., Варфоломеева Е.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С. Сцинтилляционный времяпролетный годоскоп. — 11 с., 8 рис.

Представлены результаты исследований характеристик модуля сцинтилляционного времяпролетного годоскопа длиной 50 см. Определено, что координатное разрешение и эффективность регистрации модуля зависят от напряжений на делителях напряжений фотоэлектронных умножителей и расстояния от точки прохождения частицы до фотоэлектронных умножителей. Тестирования модуля с помощью пучка вторичных электронов ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН с энергией 20 МэВ и с помощью радиоактивного источника $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ показали, что минимальные значения координатного разрешения составили $\sigma_x \approx 0.1 \text{ см}$ и $\sigma_y \approx 1.30 \text{ см}$ соответственно, а эффективность регистрации достигает величины $\epsilon \approx 53\%$.

Батяев В.Ф., Беличенко С.Г., Каретников М.Д., Мазницин А.Д., Пресняков А.Ю. Система сбора данных многодетекторного устройства с мечеными нейтронами с параллельной передачей событий. — 17 с., 4 рис.

Изложены принципы компоновки и функционирования регистрирующей аппаратуры для метода меченых нейтронов, основанные на отборе полезных событий по заданным критериям с накоплением данных блоком буферной памяти и последующей передачей массивов данных в удаленный компьютер для обработки и визуализации. Основным критерием отбора является наличие сигналов от альфа- и гамма-детекторов в заданном временном и амплитудном диапазоне при отсутствии наложенных событий. Использование магистрально-модульной архитектуры позволяет проводить параллельную обработку сигналов и передачу данных на нескольких уровнях, что дает возможность подключать практически любое количество гамма-детекторов без потери качества результатов измерений и целостности данных. Для тестирования разработанной аппаратуры создан макет установки и проведены эксперименты по исследованию ее характеристик. Экспериментально достигнутая скорость передачи событий (альфа-гамма-совпадений) составила около $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, что в несколько раз превышает предельную скорость передачи существующих систем сбора данных для метода меченых нейтронов.

Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Плешакова Р.П., Рухман А.А., Шиканов А.Е. О возможности применения синтетических алмазов для контроля температуры мишеней генераторов нейтронов. — 7 с., 4 рис.

Обсуждается возможность использования кристаллов синтетического алмаза в качестве чувствительного элемента термодатчиков резистивного типа, разрабатываемых для контроля нагрева мишени в генераторе нейтронов. Приведены сведения о конструкции и технологии изготовления макетного образца термодатчика, а также данные экспериментального исследования его динамических характеристик. На примере генератора нейтронов, разработанного на базе сильноточно-го ускорительного диода, предложена схема термоконтроля нейтронообразующей мишени.

Волчугов П.А., Астапов И.И., Безъязыков П.А., Бонвеч Е.А., Бородин А.Н., Буднев Н.М., Булан А.В., Вайдянатан А., Волков Н.В., Воронин Д.М., Гафаров А.Р., Гресь Е.О., Гресь О.А., Гресь Т.И., Гришин О.Г., Гармаш А.Ю., Гребенюк В.М., Гришнюк А.А., Дячок А.Н., Журов Д.П., Загорников А.В., Иванова А.Д., Иванова А.Л., Илюшин М.А., Калмыков Н.Н., Киндин В.В., Кирюхин С.Н., Кокоулин Р.П., Колосов Н.И., Компаниец К.Г., Коростелева Е.Е., Кожин В.А., Кравченко Е.А., Крюков А.П., Кузьмичев Л.А., Кьявасса А., Лагутин А.А., Лаврова М.В., Лемешев Ю.Е., Лубсандоржиев Б.К., Лубсандоржиев Н.Б., Малахов С.Д., Миргазов Р.Р., Монхоев Р.Д., Окунева Э.А., Осипова Э.А., Панов А.Д., Пахорук А.Л., Пан А., Паньков Л.В., Петрухин А.А., Подгрудков Д.А., Попова Е.Г., Постников Е.Б., Просин В.В., Птускин В.С., Пушкин А.А., Разумов А.Ю., Райкин Р.И., Рубцов Г.И., Рябов Е.В., Самолига В.С., Сатышев И., Свешникова Л.Г., Силаев А.А., Силаев А.А. (мл.), Сидоренков А.Ю., Скурихин А.В., Соколов А.В., Таболенко В.А., Танаев А.Б., Терновой М.Ю., Ткачев Л.Г., Ушаков Н.А., Чернов Д.В., Яшин И.И. Детектирование гамма-квантов установкой TAIGA-IACST в стереорежиме. — 18 с., 9 рис.

Статья посвящена моделированию и анализу данных, регистрируемых установкой TAIGA-IACST в стереорежиме. Установка будет включать 5 атмосферных черенковских телескопов с углом обзора 9.6° . В настоящее время в составе установки имеются 3 телескопа, разнесенных на сравнительно большие расстояния друг от друга (от 320 до 500 м). Эффективная площадь установки при этом достигает 0.6 км^2 , что позволяет за разумное время наблюдения (300–400 ч) проводить статистически значимые наблюдения слабых источников гамма-излучения в энергетической области выше 10 ТэВ. Описана процедура моделирования Монте-Карло регистрируемых телескопами адронов и гамма-квантов, а также методика восстановления параметров широких атмосферных ливней, таких как направление прихода события, положение оси, глубина максимума развития ливня и энергия первичной частицы. Для решения задачи гамма-адронного разделения получены оптимальные критерии отбора гамма-квантов, регистрируемых в стереорежиме, и рассчитана эффективная площадь установки.

Евдокимов В.Н. Изучение долговременной стабильности характеристик счетчиков, состоящих из экструдированного сцинтиллятора и переизлучающих свет оптических волокон. — 12 с., 9 рис.

Приведены результаты изучения долговременной стабильности счетчиков, состоящих из полос экструдированного сцинтиллятора и переизлучающих свет оптических волокон. Перед массовым изготовлением счетчиков было проведено исследование старения сцинтилляторов и волокон прототипов с использованием ускоренного старения при более высоких температурах, которое потом было продолжено как интересная методическая работа. За первые 5–6 лет происходит снижение световыхода на уровне 3% в год. Затем старение происходит медленнее, и после снижения выхода света за 20 лет на 26%, старение почти прекращается. Проведенное после перерыва около двух с половиной лет повторение изучения старения “состаренных” ранее образцов показало, что старение такого сцинтиллятора не превышало 0.5% в год при температуре 20°C . Проверка методики ускоренного старения прямыми измерениями в течение 4.5 лет показала, что результаты, полученные прямыми измерениями и с использованием методики ускоренного старения, хорошо согласуются между собой.

Сиксин В.В. Формирование источника эпитепловых нейтронов на ускорителе “Прометеус” для исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов. — 9 с., 5 рис.

На медицинском ускорителе “Прометеус” с энергией 200 МэВ был сконструирован источник быстрых и эпитепловых нейтронов и проведены измерения выхода быстрых и эпитепловых нейтронов детектором БДМН-100. Для получения быстрых нейтронов применялась тяжелая мишень NaI. На основе разработанных пяти различных защитных материалов от нейтронов был сформирован канал быстрых и эпитепловых нейтронов. С помощью нейтронного детектора БДМН-100 были измерены угловые зависимости мощности эквивалентной дозы на выходе нейтронного канала. Нейтронный источник может использоваться для проведения исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов. Быстрые нейтроны можно применять для дистанционной терапии и контроля надежности электронных плат и микросхем. Также нейтронный пучок может применяться для исследования биологических объектов и клеток.

Суслов И.А., Немченко И.Б., Клименко А.А., Быстрыков А.Д., Камнев И.И. Теллур-содержащие пластмассовые сцинтилляторы. — 13 с., 1 рис.

Представлены первые результаты разработки на основе полистирола, полиметилметакрилата и их сополимеров не известных ранее теллурсодержащих пластмассовых сцинтилляторов для детекторов по поиску и исследованию безнейтринного двойного бета-распада. В качестве теллурсодержащих добавок использованы комплексное соединение оксида дифенилтеллура и ди-(2-этилгексил)фосфорной кислоты и ди-2-этилгексаноат дифенилтеллура. Описаны условия получения образцов, охарактеризован их световыход и прозрачность.

Фомин А.К., Серебров А.П. Турбинный эффект в эксперименте с хранением ультрахолодных нейтронов. — 19 с., 8 рис.

При взаимодействии ультрахолодных нейтронов с движущимися поверхностями может происходить изменение их энергии (так называемый турбинный эффект). При этом возможно как увеличение, так и уменьшение энергии нейтронов. В предыдущих экспериментах с захватом ультрахолодных нейтронов в гравитационную ловушку при помощи ее поворота она изготавливалась так, чтобы иметь форму тела вращения, что делалось специально для избежания турбинного эффекта. В данной работе рассмотрен эксперимент с поворотной гравитационной ловушкой, не имеющей форму тела вращения. Методом Монте-Карло проведено моделирование турбинного эффекта на разных стадиях эксперимента. Вычислена трансформация нейтронного спектра с течением времени в зависимости от скорости поворота ловушки. Рассмотрена возможная систематическая ошибка в результате измерения времени жизни нейтрона из-за влияния турбинного эффекта. Получены параметры эксперимента, при которых она отсутствует.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Бомбизов А.А. Система электропитания привязанного беспилотного летательного аппарата. — 10 с., 7 рис.

Описана система электропитания беспилотного летательного аппарата (БПЛА) на основе кабельного соединения с первичным, расположенным на поверхности Земли источником электрической энергии. Наземный источник питания от стандартной трехфазной сети формирует гальванически изолированное постоянное выходное напряжение, изменяющееся в диапазоне 350–435 В, со средней электрической мощностью до 10 кВт. Использована схема на основе импульсного стабилизатора тока понижающего типа с последующим звеном инвертора тока, согласующего трансформатора и выпрямителя. Напряжение наземного источника питания поступает по кабель-тросу на БПЛА. Источник питания БПЛА обеспечивает выходное напряжение 48 ± 2 В и выходной ток до 135 А. Представлены экспериментальные данные работы системы на эквивалент нагрузки и БПЛА.

Деспотули А.Л., Казмирук В.В., Деспотули А.А., Андреева А.В. Генератор прямоугольных импульсов на основе последовательного соединения MOSFET с $U_{\max} = 4500$ В. — 15 с., 7 рис.

Выявлены преимущества новой конструкции генератора высоковольтных прямоугольных импульсов. В отличие от аналогов, в предложенном авторами генераторе изменены схемы ключа, образованного последовательным соединением N транзисторов (T_k , $k = 1, \dots, N$) и сопряженного с ключом высоковольтного источника; он обеспечивает N ЭДС E_k ($E_i/E_j = \text{const}(i, j)$; $i \neq j$; $i, j = 1, 2, \dots, N$), которые питают T_k через нагрузочные резисторы R_k . Предложенная конструкция позволяет отказаться от резистивного делителя и снабдеров, балансирующих равенство напряжений U_k на одинаковых T_k в генераторах-аналогах. Преимущества нового решения: 1) простота схемы и настройки ключа; 2) быстрый переход $ON \rightarrow OFF$ (R_k малы); 3) высокая частота повторения импульсов; 4) значительное улучшение балансировки напряжений U_k , что позво-

ляет задавать ЭДС E_k так, чтобы выполнялось условие $\sum U_k \approx \sum U_{k, \max}$ для разных по типу транзисторов ($U_{i, \max} \neq U_{j, \max}$). В генераторе использовались высоковольтные транзисторы разных типов с $U_{\max} = 4500$ В. В результате упрощена постановка высоковольтных экспериментов для поиска новых путей выполнения исследования. Выполнено сравнение вольт-амперных характеристик эмиссии (импульсный и стационарный режимы) из жидкого сплава на основе Ga.

Кузнецов В.В., Андреев В.В. Установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи. — 10 с., 7 рис.

Представлена экспериментальная установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи. Данная установка позволяет измерять импульсные вольт-амперные характеристики полупроводниковых приборов и защитных элементов, а также проводить исследование стойкости микросистемных устройств к электростатическому разряду, в том числе и без их разрушения. Установка обеспечивает создание испытательных импульсов напряжения прямоугольной формы длительностью 100 нс, согласно стандарту IEC62615, и обеспечивает амплитуду импульса тока разряда до 10 А.

Усенко Е.А. TOT-метод с формирователем импульса на основе математической функции приподнятого косинуса. — 9 с., 8 рис.

Описан метод преобразования заряда во временной интервал (Time Over Threshold, TOT), использующий импульсный синусный формирователь, в основе которого лежит математическая функция приподнятого косинуса (ФПК). ФПК обладает важным для TOT-метода свойством — формированием гладкого импульса при вариативности коэффициента сглаживания и времени отклика. При этом форма импульса ФПК не зависит от входного импульсного воздействия в заданном временном диапазоне. Таким образом, на основе ФПК удалось создать импульсный синусный формирователь с заданным временным откликом, обеспечивающим однозначную зависимость длительности TOT-импульса от входного заряда, а также улучшить точностные характеристики за счет оптимальной спектральной фильтрации в ФПК. Импульсный синусный формирователь на основе ФПК был успешно использован в системах считывания экспериментов HADES (ГСИ, Дармштадт, Германия) и BM&N (ОИ-ЯИ, Дубна). Общее число каналов считывания составило более 5 тысяч, ошибка метода около 0.3%.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Mo Yan, Ou Qiaofeng. OTDR Event Detection Method Based on Improved 1D UNet. — 21 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Optical Time Domain Reflectometer (OTDR) is the most basic and widely used equipment in optical fiber detection. Its performance and trace analysis ability play a decisive role in the maintenance of optical fiber. Traditional OTDR event detection methods rely on manual definition of pulse characteristics, require professional prior knowl-

edge, and require high signal-to-noise ratio. The traditional preprocessing methods such as smoothing and denoising have some actual signal characteristics weakened or even disappeared. UNet is the most classical U-structured network model applied to medical image segmentation. It can learn a very robust model for edge extraction by using a small amount of data. Inspired by this, we propose the first OTDR event detection method based on the improved 1D UNet, which makes full use of the convolution neural network to automatically extract signal features. It can be applied to small sample data sets and it can accurately identify multiple types of events such as power injection, reflection, drop, end and echo events, with an average detection rate of 90%. Compared with the EXFO FastReporter software widely used in the industry, our method shows a stronger ability to resist noise interference, and the detection of echo events in high noise areas reaches 89%.

Qiang Li, Liqun Hu, Hongrui Cao, Jinglong Zhao, Kaiyun Chen, Li Jiang, Hong Yu, Weikun Chen, Yongqiang Zhang. Design of Magnetic Shield and System Test of Strong Static Magnetic Field for ITER Radial X-ray Camera Electronics. — 16 p., 8 fig. (публикується тільки в англійській версії ПТЭ).

The intense magnetic field surrounding the electronic system in the ITER Tokamak necessitates the use of magnetic field shielding to protect electronic devices from failure. To ensure that the components installed in these areas can withstand ITER's magnetic environment, they must be tested beforehand for magnetic field tolerance. This paper presents a magnetic shielding design for the Radial X-ray Camera (RXC) electronic system in ITER, silicon steel sheet is used as shielding material. The design scheme was simulated and analyzed using Ansys Maxwell software, and the shield shell was designed and optimized to reduce the magnetic induction intensity from 120 mT to less than 60 mT. To determine whether the magnetic field tolerance capability of the shield and electronic system meets ITER's requirements, tests were conducted. Based on the experimental results, it has been observed that the shield is effective in shielding the magnetic field to 50 mT – 60 mT. Furthermore, the electronic system has been tested under a magnetic field intensity of 140 mT and 180 mT, and it has been found to be functioning normally, thereby meeting the requirements of ITER.

Бобылев Д.А., Сиомаш М.Д., Ханкин В.В., Шведун В.И. Датчик энергии пучка электронов, основанный на эффекте Вавилова–Черенкова. — 13 с., 6 рис.

Представлены результаты разработки датчика энергии, предназначенного для контроля энергии выведенного в атмосферу пучка электронов ускорителей прикладного назначения. Принцип действия устройства основан на использовании излучения Вавилова–Черенкова, возникающего при прохождении пучка электронов через газ.

Бусыгина И.А., Григорьева И.Г., Москвич П.В., Наумов П.Ю., Салахутдинов Г.Х. Применение термолюминесцентных детекторов для спектрометрии импульсного рентгеновского излучения. — 10 с., 4 рис.

Разработан и создан спектрометр импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения на основе термолюминесцентных детекторов. Приведены характеристики различных термолюминесцентных детекторов. Описан усовершенствованный алгоритм измерения спектра импульсного рентгеновского излучения. Представлены экспериментальные результаты исследования спектра рентгеновского излучения плазменных объектов.

Гусева В.Е., Михайленко М.С., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салашенко Н.Н., Чхало Н.И. Стенд для исследования свойств лазерной плазмы, формируемой на жидкоструйных мишенях. — 12 с., 8 рис.

Описан стенд, предназначенный для изучения эмиссионных свойств лазерной плазмы в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне (ЭУФ), формируемой на жидкоструйных мишенях. Для формирования струйной мишени используется импульсный клапан и капилляры различного диаметра. Для возбуждения лазерной плазмы используется лазер Nd:YAG (длина волны 1064 нм, длительность импульса 11 нс, частота до 10 Гц, энергия импульса 500 мДж). Для исследования эмиссионных спектров используются зеркальный рентгеновский спектрометр, градуированный в абсолютных единицах, спектрометр видимого диапазона Ауго-4000 и микроскоп, работающий в ЭУФ-диапазоне. Также предусмотрено фотографирование формируемых жидкостных струй. В статье приведена конструкция стенда и его основные параметры. Также приведены результаты первых экспериментов по исследованию процессов истечения жидкости из различных сопел в вакуум.

Ерушин Е.Ю., Костюкова Н.Ю., Бойко А.А., Мирошниченко И.Б., Вербоватый Д.М., Кирьякова А.Ю. Исследование нелинейного показателя преломления поликристаллического селенида цинка методом однолучевого Z-сканирования. — 12 с., 3 рис.

Представлена автоматизированная установка для исследования нелинейно-оптических свойств кристаллов методом однолучевого Z-сканирования при длительности импульсов 5.3 нс. Данная схема успешно применена для исследования нелинейного показателя преломления окна из поликристаллического ZnSe. Подробно описана экспериментальная установка и представлен анализ данных. Измеренное значение нелинейного показателя преломления n_2 составило $(2.02 \pm 0.18) \cdot 10^{-11}$ ед. СГСЭ. Разработанная экспериментальная установка может применяться для исследования нелинейно-оптических характеристик новых нелинейных кристаллов.

Колобов В.В., Баранник М.Б. Термостатированный магнитоизмерительный канал. — 20 с., 7 рис.

Описан канал измерения индукции магнитного поля, выполненный на основе четырех интегральных датчиков Холла (ИДХ). Встроенные цепи динамической компенсации остаточного напряжения и температурной коррекции не устраняют дрейфа магнитной

чувствительности ИДХ, обусловленного термомеханическими напряжениями в корпусе датчика и приводящего к нестабильности выходного напряжения. Установка датчиков в термостатированную ячейку, а также конструктивно-схемотехнические решения, связанные с пространственной ориентацией датчиков относительно вектора магнитной индукции и с алгоритмом обработки выходных напряжений ИДХ, позволили минимизировать нестабильность и повысить отношение сигнал/шум входного напряжения аналого-цифрового преобразователя канала. Рассмотрены схема и работа программно-аппаратного пропорционально-интегрального регулятора температуры термостатированной ячейки. Разработанный канал используется для измерения магнитной индукции поля магнитного анализатора масс-спектрометрического комплекса для изотопного анализа инертных газов и обеспечивает следующие основные характеристики: диапазон измерения ± 512 мТл, полоса пропускания 0–4 Гц, свободное от шумов разрешение канала 16.3 бита, амплитуда эквивалентного входного магнитного шума в полосе пропускания 0.012 мТл, приведенный к входу долговременный дрейф измерений – не более 0.08 мТл за 48 ч.

Короленко П.В., Кубанов Р.Т., Павлов Н.Н. Пространственный модулятор когерентного излучения на основе жидкокристаллического дисплея персонального компьютера. — 5 с., 2 рис.

Рассмотрена и реализована возможность создания простого и дешевого пространственного модулятора света на основе жидкокристаллической матрицы дисплея персонального компьютера.

Котов В.М., Аверин С.В., Зенкина А.А., Белоусова А.С. Поляризационные особенности пространственного акустооптического фильтра, основанного на дифракции в два симметричных брэгговских порядка. — 13 с., 6 рис.

Исследованы поляризационные свойства двухканального пространственного акустооптического фильтра, основанного на дифракции в два симметричных брэгговских порядка. Продемонстрирован вариант, когда в процессе фурье-обработки изображения контуры в разных каналах образуются в разных поляризациях, причем формирование контуров происходит на разных акустических частотах. Вариант подтвержден экспериментально на примере оптической фурье-обработки изображения, переносимого излучением с длиной волны света 0.63 мкм. В качестве фильтра пространственных частот использована акустооптическая ячейка из парателлурита, позволившая выделить контур изображения по одному каналу на частоте звука 34 МГц, а по-другому – на частоте 42 МГц.

Мещеряков А.И., Гришина И.А. Восстановление профиля электронной температуры плазмы по данным диагностики электронного циклотронного излучения и относительная калибровка ее частотных каналов в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. — 13 с., 7 рис.

Предложена методика восстановления профиля электронной температуры в условиях, когда интегральный коэффициент поглощения электронного

циклотронного (ЭЦ) излучения меньше единицы. Проведено численное моделирование плазмы в режиме омического нагрева для стелларатора Л-2М. Показано, что профиль радиационной температуры, построенный по данным диагностики ЭЦ-излучения в режиме омического нагрева, требует значительной коррекции. Ширина профиля оказывается меньше, чем ширина истинного профиля температуры, а центральная температура плазмы занижена примерно на 30%. Предложен новый метод относительной калибровки каналов диагностики ЭЦ-излучения в режиме омического нагрева. Полученные калибровочные коэффициенты могут быть использованы при проведении измерений температуры плазмы в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева.

Рычков М.М., Каплин В.В., Смолянский В.А. Пространственное разрешение изображений и эффективный размер фокуса тормозного излучения усовершенствованного компактного бетатрона SEA-7 с энергией электронов 7 МэВ. — 12 с., 7 рис.

Представлены экспериментальные результаты по определению разрешающей способности радиографии с использованием тормозного излучения усовершенствованного компактного бетатрона SEA-7 с энергией 7 МэВ. Измерения проведены с использованием рентгеновской пленки AGFA NDT D4 PbVacuPac и индикатора качества изображений Duplex IQI (model EN 462-5). Полученные результаты демонстрируют различное разрешение (около 0.16 мм) пар тонких проволок индикатора в различных областях конуса излучения, т.е. различный горизонтальный размер эффективного фокуса излучения (около 0.2 мм), что необходимо учитывать при анализе радиографических изображений реальных объектов. Оценен также вертикальный размер фокуса излучения (около 1.4 мм), который перпендикулярен плоскости орбиты электронов.

Терентьев А.А. Электростатическая линза для коррекции пучка ионов магнетронного источника. — 7 с., 6 рис.

Описаны принципиальная схема и конструкция электростатической линзы для коррекции и дополнительной фокусировки пучка, выходящего из источника ионов магнетронного типа. Представлен чертеж такой линзы.

Штро К.С., Батраков А.М., Ильин И.В., Окунев И.Н., Павленко А.В., Синяткин С.В. Измерение карты поля в импульсных поворотных магнитах ускорителей с помощью датчиков Холла. — 20 с., 10 рис.

Описываемая в статье система предназначена для измерения карты поля импульсных поворотных магнитов ускорителей. Как пример выбран магнит, являющийся элементом канала перепуска частиц из бустера в нуклотрон создаваемого в ОИЯИ комплекса NICA. Анализ возможностей различных методов в измерениях импульсных полей и требования к погрешностям измерения в поворотных магнитах лучше чем 10^{-3} привели к разработке метода, базирующегося на использовании датчиков Холла. В статье обосновывается созданный метод, описываются его возможности, а также аппарат-

ные средства, разработанные для проведения измерений. В завершение приводятся и анализируются результаты измерений импульсных поворотных магнитов канала бустер—нуклотрон.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Александров И.С., Вагнер М.А., Козлова Е.С., Кумпан А.В., Пинчук А.В., Хромов А.В. Устройство для контроля границы раздела фаз на основе пластикового сцинтиллятора и кремниевых фотоумножителей. — 11 с., 6 рис.

Описан прототип устройства для определения уровня раздела фаз, которое может быть использовано для операционного контроля процесса замедленного коксования в нефтехимической промышленности. Приведена схема и конструкция разработанного автомата экспериментального образца, состоящего из органического пластикового сцинтиллятора и матрицы кремниевых фотоумножителей. Представлено компьютерное моделирование отклика сцинтилляционного детектора в условиях реальной геометрии коксовой камеры. Приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие работоспособность устройства.

Бойко А.А., Кирьякова А.Ю., Ерушин Е.Ю., Костюков Н.Ю. Разработка течеискателя метана на основе абсорбционной спектроскопии с применением диодных матриц. — 10 с., 8 рис.

Статья посвящена исследованию течеискателя метана на основе абсорбционной спектроскопии. В качестве источника излучения использовалась светодиодная матрица с длиной волны около 3.3 мкм, где расположена одна из линий поглощения метана. Система стабилизирована по температуре. Получена пороговая чувствительность около 60 ppm CH₄.

Кузнецова Т.М., Берёзов А.М., Загрядский В.А., Макеева К.А., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Рыжков А.В. Лабораторная установка для экспрессного электрохимического растворения порошковой родиевой мишени. — 10 с., 2 рис.

Настоящая работа выполнена в рамках исследований, направленных на создание терапевтического “in vivo” генератора эмиттера оже-электронов $^{103}\text{Pd}/^{103\text{m}}\text{Rh}$. Радиоизотоп ^{103}Pd можно нарабатывать в мишени из металлического родия в результате реакций $\text{Rh}(p, n)^{103}\text{Pd}$ или $\text{Rh}(d, 2n)^{103}\text{Pd}$. Для выделения из мишени ^{103}Pd необходимо перевести родий в раствор, что является непростой задачей. В статье дано описание разработанной лабораторной установки и изложена техника экспрессного растворения родия, заключающаяся в чередовании циклов растворения родия (~2.5 ч) переменным током 15 А и восстановления постоянным током 1 А (15 мин). Отработана техника восстановления металлического родия из раствора Rh в 6М соляной кислоте для включения его в замкнутый технологический цикл производства ^{103}Pd . На примере растворения облученной протонами порошковой родиевой

мишени продемонстрирована работоспособность созданной лабораторной установки.

Логвиненко С.В. Система регистрации сигналов многолучевого радиотелескопа БСА ПРАО АКЦ ФИАН. — 9 с., 2 рис.

Описывается многоканальная система регистрации сигналов, созданная для 128-лучевого радиотелескопа БСА ПРАО АКЦ ФИАН. Сигналы, поступающие от радиотелескопа, представляют собой радиочастотные сигналы в диапазоне частот 0—115 МГц с рабочей полосой телескопа шириной 2.5 МГц, расположенной в диапазоне 109—111.5 МГц. Оцифровка каждого сигнала осуществляется методом прямой оцифровки с частотой 230 МГц с дальнейшей полностью цифровой обработкой сигналов. В обработку входят перенос рабочей полосы в область низких частот, подавление сигнала вне рабочей полосы и разделение полезного сигнала на 512 спектральных каналов с помощью комплексного фурье-процессора. Вся обработка выполняется на основе программируемых логических интегральных схем, расположенных на специально разработанных в ПРАО базовых модулях, устанавливаемых в слоты промышленных компьютеров. Последовательности спектров затем передаются в ОЗУ компьютера в программу регистрации с последующей записью в нужном формате на жесткий диск. Применение совмещенной аппаратной и программной обработки позволило создать компактную, надежную и недорогую систему регистрации. Многоканальная система регистрации сигналов создана специально для радиотелескопа БСА и является уникальной.

Раджапов С.А., Нурбоев К.М., Муллагадиева Ф.Г., Раджапов Б.С., Зуфаров М.А. Разработка многоканального радиометра на основе кремниевых детекторов для измерения альфа-, бета- и гамма-излучений естественных изотопов. — 14 с., 4 рис.

Приведены результаты разработки универсального радиометрического устройства для измерения активностей альфа-, бета-, гамма-излучений и объемной активности радона в почве, воздухе и воде. Представлены структура многоканального радиометрического устройства с программным обеспечением, схема микроконтроллерного узла с формирователем сигналов, работа электронных узлов. Приводятся данные мониторинга объемной активности альфа-частиц радона и активностей бета- и гамма-излучений в почвенном воздухе. Результаты мониторинга показали зависимость активностей от температуры, влажности и времени суток. Устройство компактное, мобильное, универсальное может использоваться как стационарно, так и в полевых условиях. Разработанная программа RMI V1.7 позволяет проводить длительный мониторинг в режиме реального времени и все измерения отображаются на мониторе компьютера.

Семена Н.П., Доброленский Ю.С., Сербинов Д.В., Вязоветский Н.А., Мартынович Ф.Г. Теплопроницаемость экранно-вакуумной теплоизоляции в атмосфере Марса. — 16 с., 8 рис.

Представлены результаты эксперимента по изменению теплопроницаемости типовой экранно-вакуумной теплоизоляции в вакууме и в условиях, имитирующих марсианскую атмосферу. Измерения показали, что данная теплопроницаемость увеличивается приблизительно на одну треть при перемещении экранно-вакуумной теплоизоляции из вакуума в марсианскую атмосферу. Полученные результаты дают возможность корректно определить мощность нагрева покрытых экранно-вакуумной теплоизоляцией приборов на поверхности Марса и тем самым использовать типовую экранно-вакуумную теплоизоляцию для этих приборов и на этапе перелета, и при работе на поверхности Марса. Объектом исследования являлся покрытый экранно-вакуумной теплоизоляцией прибор ИСЕМ, который входил в состав научной аппаратуры несостоявшейся миссии "ExoMars-2022".

Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М. Модификации бессепарационного расходомера нефть—вода—газ с двухизотопным гамма-плотномером для частных случаев применения. — 27 с., 9 рис.

На примере трехфазного расходомера горизонтальной ориентации с номинальным диаметром DN 100 предложены варианты проектирования и создания сравнительно простых двухфазных расходомеров без устройств для измерения средней плотности смеси маловязких потоков, например вода—газ, пользуясь только коническими сужающими устройствами (СУ) различных размеров, для которых характерны такие особенности, как кризис гидравлического сопротивления в СУ и разные количественные характеристики, описывающие этот кризис. Предложен расчетно-экспериментальный способ, демонстрирующий принципиальную возможность нахождения объемного расходного газосодержания β по отношению перепадов давления на обоих СУ. Предложена необычная расчетная модель, основанная на необходимости знать пару измеренных перепадов давления ΔP и предварительные экспериментальные калибровочные зависимости $\Delta P(\beta)$ для обоих СУ при различных объемных расходах жидкости Q_1 , и показано, что полученные погрешности определения Q_1 и β вполне приемлемы для практики в некоторых случаях. Предложена и создана универсальная конструкция двухфазного расходомера, позволяющая работать с потоками жидкость—газ не только относительно низкой вязкости, но и сравнительно высокой вязкости, а также с двухфазными жидкостными потоками. Она основана на комбинации пары СУ и камертонного плотномера, что обеспечивает приемлемую для практики точность измерений. Представлен также вариант трехфазного расходомера нефть—вода—газ.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Avijit Das, Rajendra P. Giri, Mrinmay K. Mukhopadhyay. Design of a Liquid Cell for Structural investigations of Supported Lipid Membrane by Synchrotron X-rays over a Wide Temperature Range, from Lower to Higher than Ambient. — 17 p., 7 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

An Oxygen-free copper-based cell has been designed to perform X-ray scattering experiments from the solid-sup-

ported lipid membranes immersed in water. This cell can be used to investigate the structural changes in the membrane depending on the composition of the lipids, the effects of temperatures, and the changes in arrangements of the lipids in the membrane on the addition of the external molecules. The design of the cell has been optimized to get a good signal-to-noise ratio (SNR) for the measurements of X-ray reflectivity and grazing incidence diffraction by controlling the X-ray path within the liquid in the cell and easy operation for variable liquid temperature. This very low-cost temperature-controlled setup, developed in our laboratory, can perform in-situ X-ray measurements at various temperature ranges — starting from around 4°C up to 70°C which is very relevant to study the phase transition temperature of the lipids constituting the cell membranes. The detailed mechanical design of the cell and electrical control mechanism of the temperature of the liquid inside the cell has been discussed here. One such X-ray reflectivity measurement is shown here to express the capability of the cell for the study of the solid-supported bilayer sample composed of dipalmitoyl phosphocholine lipid at two different temperatures, below its phase transition temperature.

Глушкова Т.И., Коченда Л.М., Кравцов П.А., Фетисов А.А. Универсальная газовая установка с функцией выделения и очистки гелия-3. — 8 с., 7 рис.

Описан принцип работы газовой установки, предназначенной для получения трехкомпонентных газовых смесей путем использования статического смешения, с функцией выделения и очистки газа гелия-3 из смеси $\text{CF}_4 + {}^3\text{He}$. Рассматривается процесс приготовления трехкомпонентной газовой смеси для дальнейшего использования в монокамерных детекторах нейтронов, а также процесс выделения гелия-3 из смеси $\text{CF}_4 + {}^3\text{He}$ и его очистки для использования в гелиевых счетчиках нейтронов и для перезаполнения гелиевых детекторов нейтронов.

Миньков К.Н., Ружицкая Д.Д., Боровкова О.В., Власов С.В., Галкин М.Л., Амеликин А.С., Лобанов В.Е., Биленко И.А. Автоматизированная установка для изготовления оптических волокон с субмикронным диаметром. — 14 с., 5 рис.

Разработана методика полностью автоматизированного производства оптического волокна с субволновым диаметром. Приведено подробное описание реализованной автоматизированной установки, позволяющей получать кварцевые волокна с рекордно малым диаметром перетяжки 400 нм, длиной растянутого участка до 100 мм и уровнем потерь в пропускании 0.4 дБ на длине волны 1550 нм. Воспроизводимость параметров волокон с заданной геометрией составляет $\pm 30\%$. Предложенная методика полностью автоматизированного производства позволяет существенно упростить и стандартизировать производство волоконно-оптических элементов с субволновым диаметром для создания эффективных элементов связи для оптических микрорезонаторов с гигантской добротностью, а также для изготовления субволновых волокон для задач оптической фильтрации и абсорбционной спектроскопии.

Ружицкая Д.Д., Воробьев К.А., Капридов Н.А., Самойленко А.А., Миньков К.Н. Полированное волокно как перспективный элемент для связи с микрорезонатором с модами шепчущей галереи. — 12 с., 5 рис.

Предложена методика создания элемента связи для микрорезонатора с модами типа шепчущей галереи на основе полированного оптического волокна, не требующая использования дорогостоящих компонентов и технологий. Продemonстрировано, что предложенный элемент связи обеспечивает эффективность передачи излучения вплоть до 30%, а также позволяет управлять состоянием поляризации излучения на входе в микрорезонатор.

Семенов А.М., Смирнов А.В. Изучение термического газовыделения из люминофора Р43 и аэрогеля для применения в вакуумной системе ЦКП “СКИФ”. — 12 с., 4 рис.

Успешная работа ЛИНАКа ЦКП “СКИФ” напрямую связана с усовершенствованием методов диагностики для измерения поперечного профиля и продольного распределения заряда пучка, которые, в свою очередь, требуют использования новых материалов или методов их изготовления. В данной статье приведены результаты термического газовыделения аэрогеля и люминофора Р43, нанесенного методом электрофоретического осаждения, применяемых в диагностических устройствах ЛИНАКа ЦКП “СКИФ”.

Суслов Д.А., Ветошко П.М., Машин А.В., Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Шавров В.Г. Магнитооптический метод наблюдения фаз магнитной упорядоченности пленок редкоземельных ферритов-гранатов с точкой компенсации. — 7 с., 6 рис.

В целях изучения неколлинеарной фазы в пленках ферритмагнетиков с точкой магнитной компенсации разработана методика и изготовлена экспериментальная установка для наблюдения фазовых переходов в пленках ферритмагнетиков с помощью магнитооптического контраста. Особенностью установки со сверхпроводящим магнитом является наличие управляемого латерального градиента температуры, позволяющего одновременно наблюдать магнитооптическим методом различные фазовые состояния в пленках ферритмагнетиков в диапазоне магнитных полей и температур. С помощью разработанной установки на примере редкоземельных ферритов-гранатов наблюдались зоны различной магнитной упорядоченности в диапазоне магнитных полей от 0 до 10 Тл и температур от 150 до 400 К. Латеральный градиент температуры в плоскости пленки можно было изменять от 0 до 12 градусов. С помощью данной методики наблюдались различные фазы спин-переориентационного перехода первого рода в пленках состава $(\text{BiYGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$.

Тарасиков В.П. Высокотемпературная установка для измерения коэффициента линейного расширения. — 6 с., 3 рис.

Приведено описание высокотемпературной (до 1600°C) установки по измерению коэффициента линейного расширения с использованием относительного метода. Измерительный блок установлен в защитном пер-

чаточном боксе, что позволило проводить измерения на образцах, облученных в реакторе. Изменения длины образца при нагреве фиксировались индикаторной головкой часового типа с точностью 1 мкм с пределами измерения 0–10 мм. Установка использовалась для определения значений распухания облученных образцов при высокотемпературных отжигах и получения значений коэффициента линейного расширения перспективных реакторных материалов. Средняя относительная ошибка измерений составляет 8–11%.

Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А., Художников В.Э. Аппаратура для исследования истечения струй жидкостей из сопел субмиллиметрового диаметра в разреженную среду. — 10 с., 4 рис.

Представлена аппаратура для исследования формирования струй летучих жидкостей в разреженной среде. Аппаратура создана на базе газодинамической установки с высокой производительностью откачки, предназначенной для исследования сверхзвуковых течений газа. Приведены описание и результаты испытаний аппаратуры и проверки методик фото- и видеофиксации соплового истечения этанола для изучения формы и структуры струй жидкости в различных условиях при длительных режимах истечения из сопел субмиллиметрового диаметра.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Васильев М.Н., Васильева Т.М. Многофункциональная установка для демонстрационных экспериментов по физике и технике электронно-пучковой плазмы. — 13 с., 7 рис.

Приводится описание созданной в МФТИ установки для демонстрационных и учебных экспериментов, иллюстрирующих физические явления, которые происходят при генерации плазмы инжекцией электронных пучков в плотные газообразные среды и аэрозоли. Установка оснащена многофункциональной рабочей камерой с набором сменяемых элементов, что позволяет демонстрировать разнообразные эффекты, наблюдаемые при взаимодействии электронно-пучковой плазмы с веществом в широком диапазоне условий. Аппаратно-программный комплекс, управляющий работой установки и диагностическими средствами, обеспечивает накопление и компьютерную обработку первичных данных, поддерживает совместимость аппаратуры со стандартными и специально разработанными системами визуализации, что позволяет использовать установку для демонстраций как в офлайн-, так и в онлайн-форматах.

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223060174, EDN: XMZVRH

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/guidelines/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/guidelines/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 вопросы 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, существовавшего 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/>. Упоминаемые 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-electonic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылаются по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать 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/>