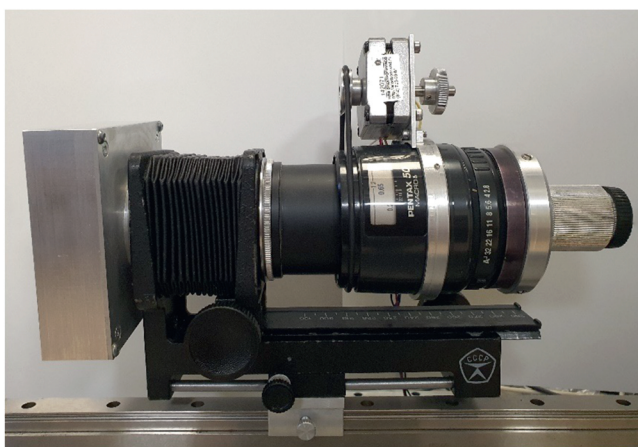




ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



Детектор для рентгеновской
микротомографии

К статье Асадчикова В.Е. и др., с. 90



НАУКА
— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 6, 2024

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка СПАСЧАРМ для исследования спиновых эффектов в адронных взаимодействиях на ускорительном комплексе У-70

Абрамов В.В., Алексеев Г.Д., Алексеев И.Г., Андреев В.А., Бажанов Н.А., Борисов А.А., Борисов Н.С., Букреева С. И., Васильев А.Н., Гончаренко Ю.М., Горин А.М., Городнов И.С., Деревщиков А.А., Должиков А.С., Журавлев Н.И., Исаев А.Н., Калугин Н.К., Кожин А.С., Козленко Н.Г., Козлов В.С., Лазарев А.Б., Маслова Е.В., Маишеев В.А., Мельник Ю.М., Мещанин А.П., Минаев Н.Г., Моисеев В.В., Морозов Д.А., Мочалов В.В., Неганов А.Б., Нестеров В.М., Новиков К.Д., Новинский Д.В., Ногац Л.В., Нурушева М.Б., Пискун А.А., Плис Ю.А., Прудкогляд А.Ф., Рыжиков С.В., Рыков В.Л., Рыльцов В.В., Рябов А.Д., Рябова Т.Д., Рязанцев А.В., Самигуллин Э.И., Свирида Д.Н., Семенов П.А., Сенько В.А., Солдатов М.М., Соловьев Л.Ф., Тараканов В.И., Узунян А.В., Усов Ю.А., Фахрутдинов Р.М., Федоров А.Н., Шаланда Н.А., Якимчук В.И., Якутин А.Е.

4

Прототип двухкоординатного позиционно-чувствительного детектора медленных нейтронов на основе плоскопараллельной резистивной камеры с пленкой карбида бора, обогащенной по изотопу ^{10}B

Петрова М.О., Богдзель А.А., Боднарчук В.И., Даулбаев О., Милков В.М., Курилкин А.К., Булатов К.В., Дмитриев А.В., Бабкин В.А., Авдеев М.М., Литвиненко Е.И.

22

Сцинтилляционные детекторы CsI и $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ со съемом сигнала кремниевыми фотоумножителями с порогом регистрации ниже 200 эВ

Баранов А.Г., Ивашкин А.П., Мусин С.А., Салахутдинов Г.Х., Стрижак А.О.

30

Влияние нейтронного облучения на характеристики SiC- и Si-детекторов

Гуров Ю.Б., Довбненко М.С., Евсеев С.А., Замятин Н.И., Копылов Ю.А., Розов С.В., Стрелецкая Е.А., Чернышев Б.А., Грубчин Л., Затько Б.

38

Быстродействующий суммирующий предусилитель для времяпролетных камер эксперимента HARP (PS214, CERN)

Усенко Е.А.

44

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Исследование воздействия дестабилизирующих факторов на параметры силовых элементов конверторов

Авдзейко В.И., Дроздова А.А., Рулевский В.М., Ляпунов Д.Ю.

53

Активное подавление пульсаций выходного напряжения высоковольтных источников напряжения	
<i>Сергеев А.И.</i>	65
Защита источников напряжения от токовой перегрузки	
<i>Сергеев А.И.</i>	69

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Формирование фокусных пятен тормозного излучения бетатронов с использованием мишеней малого размера	
<i>Сорокин В.Б.</i>	72
Спектрограф на базе пироэлектрической линейки для длинноволновой области среднего ИК-диапазона	
<i>Ионин А.А., Киняевский И.О., Козлов А.Ю., Синицын Д.В.</i>	84
Сцинтилляторы для двумерных рентгеновских детекторов из монокристаллов иттрий-алюминиевых гранатов, активированных церием и тербием	
<i>Асадчиков В.Е., Федоров В.А., Григорьев А.Ю., Бузмаков А.В., Рошин Б.С., Дьячкова И.Г., Русаков А.А., Веневцев И.Д., Салтанова Е.С., Кузин С.В., Родионов А.И.</i>	90
Реализация магнитно-реологического метода контроля магнитной восприимчивости частицы при обеспечении ее искусственного зависания	
<i>Сандуляк Д.А., Сандуляк А.А., Ершова В.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Харин А.С.</i>	100

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Измерение энергетических параметров инсоляции в условиях наземной эксплуатации фотоэлектрических модулей	
<i>Никифоров В.Е., Барков Е.В., Никифоров Е.В.</i>	105
Газоанализатор, основанный на спектроскопии комбинационного рассеяния, с многомодовым диодным лазером в качестве источника возбуждения	
<i>Костенко М.А., Матросов И.И., Зарипов А.Р., Таничев А.С., Волков В.К., Коркишко С.Д., Петров Д.В.</i>	110

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Сравнительные исследования характеристик различных пьезоэлектрических датчиков давления	
<i>Головастов С.В., Голуб В.В., Жилин Ю.В., Микушкин А.Ю., Микушкина А.А., Мирова О.А.</i>	117
Влияние морфологии импрегнированных композитов на их проводящие свойства и аннигиляцию позитронов	
<i>Шантарович В.П., Бекешев В.Г., Кевдина И.Б., Иким М.И., Трахтенберг Л.И.</i>	130
Способ определения газосодержания в двухфазной смеси по величине падения давления в потоке при ее движении	
<i>Лебедева Е.Г.</i>	138

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка для изучения сцинтилляционных детекторов

Александров И.С., Лукьяшин А.В., Хромов А.В., Шакиров А.В

146

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Приставка к оптическому люминесцентному микроскопу ЛЮАМ-ИУФ1 для наблюдения наночастиц в глубоком УФ-диапазоне

Соколов В.И., Глебов В.Н., Горячук И.О., Малютин А.М.

152

Способ мониторинга состояния подводной мерзлоты

Юсупов В.И., Семилетов И.П., Саломатин А.С.

156

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА “ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА” ЗА 2024 ГОД

Алфавитный указатель

158

Предметный указатель

174

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

186

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА СПАСЧАРМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ У-70

©2024 г. В. В. Абрамов^а, Г. Д. Алексеев^б, И. Г. Алексеев^с, В. А. Андреев^д, Н. А. Бажанов^б,
А. А. Борисов^а, Н. С. Борисов^б, С. И. Букреева^а, А. Н. Васильев^{а,е}, Ю. М. Гончаренко^а,
А. М. Горин^а, И. С. Городнов^б, А. А. Деревщиков^а, А. С. Должиков^б, Н. И. Журавлев^б,
А. Н. Исаев^а, Н. К. Калугин^а, А. С. Кожин^а, Н. Г. Козленко^д, В. С. Козлов^д, А. Б. Лазарев^б,
Е. В. Маслова^а, В. А. Майшеев^а, Ю. М. Мельник^а, А. П. Мещанин^а, Н. Г. Минаев^а,
В. В. Моисеев^а, Д. А. Морозов^а, В. В. Мочалов^{а,е}, А. Б. Неганов^б, В. М. Нестеров^с,
К. Д. Новиков^а, Д. В. Новинский^д, Л. В. Ногац^а, М. Б. Нурушева^е, А. А. Пискун^б, Ю. А. Плис^б,
А. Ф. Прудкогляд^а, С. В. Рыжиков^а, В. Л. Рыков^е, В. В. Рыльцов^с, А. Д. Рябов^а, Т. Д. Рябова^а,
А. В. Рязанцев^а, Э. И. Самигуллин^с, Д. Н. Свирида^с, П. А. Семенов^{а,е,*}, В. А. Сенько^а,
М. М. Солдатов^а, Л. Ф. Соловьев^а, В. И. Тараканов^д, А. В. Узунян^а, Ю. А. Усов^б,
Р. М. Фахрутдинов^а, А. Н. Федоров^б, Н. А. Шаланда^а, В. И. Якимчук^а, А. Е. Якутин^а

^аИнститут физики высоких энергий им. А.А. Логанова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 142281, Протвино, Московская обл., ул. Победы, 1

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

^сНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123060, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^дПетербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 188300, Гатчина, Ленинградская обл., мкр. Орлова роща, 1

^еНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: pavel.semenov@ihep.ru

Поступила в редакцию 05.03.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 27.07.2024 г.

Начат набор данных на первом этапе экспериментальной программы СПАСЧАРМ по систематическому исследованию спиновых эффектов в сильных взаимодействиях. Приведено описание установки в текущей конфигурации и перечислены характеристики детекторов, достигнутые в течение сеансов 2018–2022 гг.

DOI: 10.31857/S0032816224060017 EDN: ELXWZY

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальная установка СПАСЧАРМ (спиновые асимметрии в образовании чармония) предназначена для исследования спиновых эффектов в инклюзивном образовании различных элементарных частиц и резонансов в адрон-адронных столкновениях на ускорительном

комплексе У-70 в Протвино [1]. Основной целью эксперимента является систематическое изучение спиновых эффектов во взаимодействии адронов.

Спиновыми эффектами, наблюдаемыми на первом этапе эксперимента СПАСЧАРМ, являются односпиновые поперечные асимметрии

в образовании частиц и резонансов на поляризованных протонах мишени, выстроенность спина векторных мезонов и поляризация гиперонов, образованных при взаимодействии неполяризованных адронов. Измерение спиновых эффектов в различных реакциях принципиально важно для раскрытия механизма взаимодействия частиц. Детальная физическая программа эксперимента СПАСЧАРМ и описание всех запланированных детекторов изложены в работе [2].

Программа эксперимента включает изучение поляризационных свойств частиц с массой до $2 \text{ ГэВ}/c^2$, в том числе резонансов, распадающихся на две и более частиц в конечном состоянии. Выполнение заявленной физической программы требует эффективной регистрации вторичных частиц, по крайней мере в области фрагментации пучка. Для успешного восстановления резонансов в указанной области масс аксептанс установки важнее, чем импульсное разрешение детекторов, поэтому выбрано не максимальное поле спектрометрического магнита (чтобы регистрировать заряженные вторичные частицы, начиная с импульса $2\text{--}3 \text{ ГэВ}/c$), а максимально возможные апертура магнита и детекторов. Для уменьшения систематических ошибок при измерении односпиновых асимметрий в спектрометре реализуется полная геометрия по азимутальному углу.

Сочетание широкого набора пучков и мишеней создает преимущества перед другими поляризационными проектами, созданными под ограниченное число изучаемых реакций.

В представленной работе описан канал экспериментальной установки, детекторы в текущей конфигурации и основные результаты экспериментальных измерений их характеристик при работе на пучке.

2. ВЫВОД ПУЧКА НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ УСТАНОВКУ

Установка СПАСЧАРМ располагается на канале 14 [3, 4] ускорительного комплекса У-70, в настоящее время можно осуществить вывод на экспериментальную установку пучков нескольких типов. В первую очередь это пучок отрицательных адронов, в состав которого входят π^- -мезоны (более 98%), K^- -мезоны (около 1.5%) и антипротоны (около 0.2%). Для калибровки аппаратуры есть возможность получения

электронного пучка. Кроме того, из ускорителя с помощью изогнутого монокристалла можно вывести первичный протонный пучок.

Все пучки выводятся из вакуумной камеры ускорителя в результате взаимодействия протонов с установленными там мишенями или монокристаллами. Формирование пучка частиц, вышедших из ускорителя, производится с помощью магнитооптического оборудования канала 14.

Для создания пучка отрицательных частиц на каналах 2 и 14 [5] используется внутренняя бериллиевая или углеродная мишень, установленная в 24-м блоке ускорителя на расстоянии 40 мм от равновесной орбиты. Пучок отрицательных частиц выводится из вакуумной камеры ускорителя за счет собственного поля магнитов ускорителя. Выбор пучка с необходимым импульсом обеспечивается выбором положения импульсного коллиматора и магнитом М5 канала 14, который поворачивает пучок примерно на 13.2 мрад в сторону от ускорителя, а расположенный далее магнит М18 поворачивает в противоположную сторону на угол 21.6 мрад, обеспечивая попадание на мишень эксперимента. Минимальный размер пучка на мишени достигается четырьмя парами квадрупольей для фокусировки пучка. Для точного наведения на пучок дополнительно могут использоваться два небольших корректирующих магнита (вертикальный и горизонтальный) [6].

При энергии пучка протонов 50 ГэВ в ускорителе У-70 оптимальный и используемый пучок имеет импульс около 27 ГэВ/с, интенсивность пучка до 10^6 част./цикл при наведении на внутреннюю мишень $7 \cdot 10^{11}$ протонов, импульсный разброс $\Delta p/p \approx \pm 3\%$, угловой разброс пучка в области мишени (горизонтальный, вертикальный) равен соответственно (± 1.2 , ± 1.3) мрад, размер пучка в области мишени $(\sigma_x, \sigma_y) = (4.4, 5.4)$ мм.

Электронный пучок, необходимый для калибровки электромагнитного детектора, можно получить также от внутренней мишени ускорителя (используется углеродная мишень 24Е) аналогично пучку отрицательных частиц, разместив на пути выведенного из вакуумной камеры ускорителя пучка отрицательных частиц конвертор [7]. Такой подход позволяет создавать пучки электронов от 1 до 45 ГэВ при номинальной (70 ГэВ) энергии протонов в У-70 [8]. В настоящее время основной режим ускорительного

комплекса — 50 ГэВ, а оптимальное значение импульса пучка выведенных электронов — 19 ГэВ/с с импульсным разбросом около 4%.

Одним из важных инструментов для измерения выстроенности векторных мезонов и поляризации гиперонов является пучок протонов, выведенный непосредственно из вакуумной камеры ускорителя с помощью кристаллического дефлектора [9]. Дефлектор, представляющий собой монокристалл кремния, имеющий форму параллелепипеда $L \times H \times L = 64 \times 15 \times 0.6$ мм³, изогнутый на 80 или 70 мрад (в зависимости от места расположения дефлектора), вводится непосредственно в вакуумную камеру ускорителя. Для точного наведения существует возможность менять угол и координату с помощью прецизионного гониометра. Особенностью такого пучка является не только вывод протонов с максимальной энергией ускорителя, но и минимальный импульсный разброс и размер пучка. Для увеличения эффективности вывода с помощью монокристалла и улучшения временной структуры выведенного пучка вводится тонкая внутренняя мишень, которая используется для получения пучка отрицательных частиц. При угле изгиба монокристалла кремния 80 мрад и оптимизации параметров канала транспортировки пучка с энергией 50 ГэВ достигнуты на мишени эксперимента следующие параметры: интенсивность 10^7 про-

тонов/цикл (10^{12} протонов/цикл на кристалле), размеры пучка по горизонтали и вертикали менее 5 мм, угловые расходимости менее 0.5 мрад, импульсный разброс пучка — $\Delta p/p = \pm 0.1\%$, примесь фоновых частиц в протонном пучке менее 0.03% [10].

3. АППАРАТУРА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ СПАСЧАРМ

Установка СПАСЧАРМ схематически представлена на рис. 1 и состоит из следующей аппаратуры:

- система пучковых детекторов. Предназначена для выработки первичного триггера, определения сорта пучковых частиц и их пространственных координат на мишени;
- комплекс протонной поляризованной мишени с магнитом. Вокруг мишени расположена вето-система для подавления гало пучка и выделения эксклюзивных реакций;
- спектрометр установки состоит из 57 плоскостей трековых детекторов и широко-апертурного магнита;
- электромагнитный калориметр из 720 счетчиков из свинцового стекла;
- регистрирующая электронная аппаратура и система сбора данных, позволяющие принимать до 25 тыс. событий в секунду;

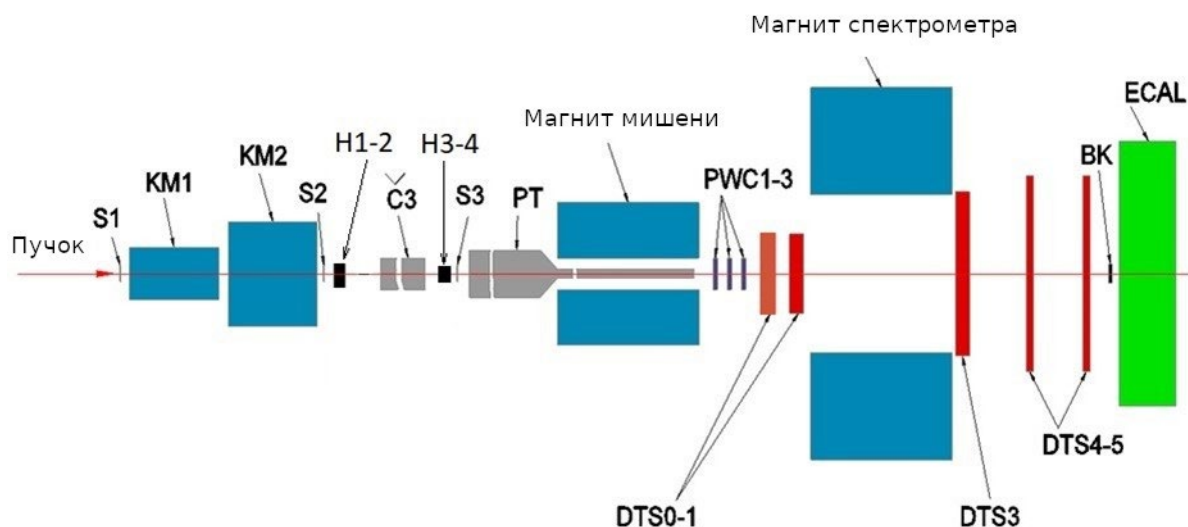


Рис. 1. Схема экспериментальной установки СПАСЧАРМ.

- система медленного контроля и вспомогательная электронная аппаратура;
- программный комплекс SpascharmRoot.

3.1. Пучковая аппаратура

Система пучковых детекторов включает в себя сцинтилляционные счетчики S1, S2 и S3, пороговые черенковские счетчики $\check{C}1$, $\check{C}2$ (не показаны на рис.1) и $\check{C}3$, а также сцинтилляционные годоскопы H1–H4.

3.1.1. Сцинтилляционные счетчики. В качестве детекторов, вырабатывающих триггер, используются счетчики S_1 , S_2 и S_3 на быстрых сцинтилляторах, имеющих фронт высвечивания менее 0.5 нс, с фотоэлектронными умножителями, обеспечивающими длительность импульса по основанию менее 5 нс. В установке используются четыре триггерных счетчика. Три из них расположены в головной зоне канала до мишени и позволяют добиться высокой эффективности выработки сигнала совпадений: при загрузке пучком до $2 \cdot 10^6$ частиц в секунду число случайных совпадений не превышает 3%. Первые два счетчика имеют диаметр сцинтиллятора 100 мм, перекрывают полную апертуру пучка в местах их установки и расположены на расстоянии 20 и 9.5 м до центра мишени. Свет регистрируется фотоумножителями XP1020 с автономными источниками питания, расположенными на делителях фотоумножителей. Третий счетчик с диаметром сцинтиллятора 14 мм и ФЭУ-85 располагается непосредственно перед входным окном криостата поляризованной мишени на расстоянии 2.2 м от центра мишени. Подробнее описание этих счетчиков приведено в работе [11].

Для выделения взаимодействий пучка используется сцинтилляционный счетчик ВК, расположенный на оси пучка после всех трековых детекторов. Этот счетчик имеет такие же характеристики, как S_1 и S_2 .

3.1.2. Пороговые черенковские счетчики. При работе с пучком отрицательных частиц возникает необходимость идентификации частиц, особенно при изучении реакций с использованием K^- -мезонов в качестве пучковых частиц. Для идентификации пучковых частиц используются три пороговых детектора черенковского излучения. Их длины от фланца до зеркала равны соответственно 4.85, 3.4, 4.5 м. Черенковский

свет регистрируется фотоумножителями 56DUVP, сигналы с которого после усиления поступают на дискриминаторы и записываются системой сбора данных. Два первых счетчика откачаны до давления 40.53 кПа (0.4 атм), а третий работает при атмосферном давлении. При этом порог регистрации K^- -мезонов для первого счетчика равен примерно 53.7 кПа (0.53 атм), а порог регистрации (анти)протонов для счетчика $\check{C}3$ чуть меньше 202 кПа (2 атм). Таким образом, π^- -мезоны с эффективностью, близкой к единице, регистрируются всеми тремя черенковскими счетчиками, а K^- -мезоны — только третьим счетчиком (антипротоны не регистрируются ни одним из счетчиков).

Данные со всех черенковских счетчиков поступают в регистры и записываются системой сбора данных, а при необходимости могут использоваться в триггере.

3.1.3. Сцинтилляционные годоскопы. Четыре сцинтилляционных годоскопа образуют телескоп для определения координат пучка. Первые два годоскопа расположены друг за другом в месте установки второго триггерного счетчика на расстоянии 9.9 м от центра мишени. Суммарно они перекрывают апертуру пучка в этой зоне и обеспечивают точность регистрации координат частиц пучка лучше 2 мм. Третий и четвертый годоскопы расположены на расстоянии 3.3 м от центра мишени. Сигнал с первого годоскопа с шагом 5 мм регистрируется фотоумножителями PS2010, второй и третий годоскопы с шагом 2 мм снабжены фотоумножителями ФЭУ-60 и ФЭУ-85 соответственно [11].

Наилучшее координатное разрешение имеет четвертый годоскоп на основе сцинтилляционного волокна, состоящий из двух одинаково устроенных и расположенных близко друг к другу взаимно перпендикулярных плоскостей [12]. Рабочая область годоскопа составляет 42×42 мм². В каждой из плоскостей сцинтилляционные волокна SCSF-38 фирмы Kugaгау диаметром 0.5 мм образуют кассету из 96 колонок, расположенных с шагом 0.44 мм. Эффективность регистрации годоскопом одиночных частиц по всем каналам в среднем достигает 99%. Точность восстановления координаты пучка в области мишени равна примерно 1 мм.

3.1.4. Профилметр. В сеансе 2022 испытания на пучке прошел прототип еще одного пучкового детектора — профилметра мишени. При проведении измерений с поляризованной мишенью очень важно, чтобы пучок проходил точно через само вещество мишени, а не через металл криостата. Для выделения пучка, проходящего через мишень, используется счетчик S3 на входе в криостат. Однако при длине криостата 2 м важно знать положение пучка именно на выходе из него. Задача осложняется тем, что в этом месте не может быть помещен детектор с большими габаритами типа пропорциональной камеры, а достаточно сильное магнитное поле от магнита поляризованной мишени не позволяет использовать детектор с регистрацией света с помощью ФЭУ. Поэтому для этих целей был разработан и изготовлен сцинтилляционный годоскоп с шагом 3 мм и кремниевыми фотоумножителями (SiPM) в качестве фотодетекторов (MicroFC-30035-SMT фирмы SensL). Свет из сцинтиллятора попадает в SiPM непосредственно, без оптических волокон. Усилители, расположенные в непосредственной близости от SiPM, обеспечивают высокую чувствительность и стабильность работы детектора. Рядом с усилителями расположены компараторы. Далее сигналы передаются в цифровом виде по стандарту LVDS. Для регистрации сигналов профилметра была разработана бестриггерная электроника, расположенная рядом с детектором, которая управляется по сети Ethernet и формирует отдельный поток в системе сбора данных. На рис. 2 представлены профили пучка π -мезонов по координатам X и Y в сеансе 2022, зарегистри-

рованные профилметром в интегрирующем бестриггерном режиме. Следует отметить, что полученные профили, по сути, — одиночный счет фотодетекторов без совпадений с триггерным счетчиком. Как видим, шумовые характеристики SiPM вполне допускают эффективно использовать детектор в бестриггерном режиме.

3.1.5. Вето-система вокруг мишени. Вето-система вокруг мишени используется для выделения эксклюзивных реакций. Система регистрирует заряженные частицы и γ -кванты, рождающиеся в рабочем образце мишени и вылетающие под большими углами в лабораторной системе координат ($0.25 < \theta < \pi - 0.25$) [2]. Детектор вето-системы состоит из двух одинаковых модулей, которые крепятся к магниту поляризованной мишени и могут перемещаться в горизонтальной плоскости в противоположных направлениях перпендикулярно оси пучка. Это позволяет выводить вето-систему из пространства между полюсами магнита для их смыкания на время накачки поляризации мишени и возвращать ее в рабочее положение после окончания накачки.

Восемь каналов регистрации сигналов с вето-системы считываются (поступают в регистры) и записываются системой сбора данных для дальнейшего анализа.

3.2. Комплекс “замороженной” поляризованной протонной мишени

Важнейшей частью экспериментальной установки СПАСЧАРМ является поляризованная мишень замороженного типа, где поляризация

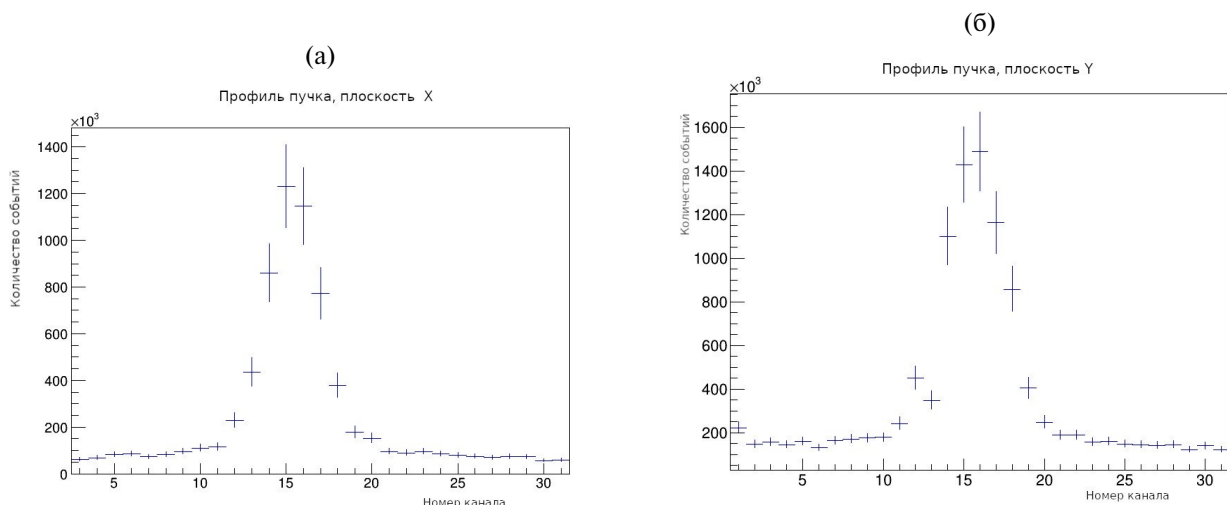


Рис. 2. Профили пучка по горизонтали и вертикали на выходе из криостата мишени, центр профилметра геометрически совпадает с центром криостата, шаг 3 мм.

сохраняется благодаря низкой температуре. Для сохранения накаченной поляризации образец охлаждается до $T \approx 30$ мК, при этом требования к величине и однородности магнитного поля существенно снижаются. Это позволяет при наборе статистики раздвинуть полюса магнита на расстояние 25 см и обеспечить большой телесный угол установки. При величине магнитного поля около 0.4 Тл с невысокой однородностью (около 1%) достигается время релаксации поляризации до нескольких сот часов, а потери величины поляризации образца за время экспозиции составляют 5–10%.

Комплекс “замороженной” поляризованной протонной мишени является сложным криогенным оборудованием и включает в себя:

- гелиевый криостат горизонтального типа, имеющий в том числе систему измерения криогенных температур;
- ампулу с веществом мишени;
- аппаратуру для создания и измерения поляризации протонов мишени;
- магнитную систему.

3.2.1. Криостат поляризованной мишени.

В установке использован гелиевый криостат горизонтального типа с рефрижератором растворения ^3He в ^4He . Тепловая изоляция низкотемпературных узлов криостата осуществляется вакуумной рубашкой и герметичными экранами при температурах 77 К и 1 К. После накачки поляризации при температуре $T = 0.2\text{--}0.3$ К рефрижератор растворения ^3He в ^4He обеспечивает непрерывное охлаждение поляризованной мишени до $T \approx 30$ мК, что позволяет сохранять значение поляризации протонов слабоменяющимся в течение набора статистики в слабом магнитном поле около 0.4 Тл (замороженный режим).

Циркулирующий газообразный гелий ^3He охлаждается последовательно в теплообменниках азотного бака, бака ^4He , одноградусной (1 К) ванне, конденсируется и поступает в теплообменник ванны испарения ^3He , а затем поступает в канал теплообменника. Теплообменник заканчивается ванной растворения. Из теплообменника ^3He поступает в нижнюю часть ванны растворения и “всплывает” по каналам между шариками вещества мишени, растворяясь при этом и охлаждая вещество мишени. Диффундируя вдоль канала теплообменника с раствором с градиентом концентрации, ^3He поступает

в ванну испарения. Откачка гелия ^3He из ванны испарения осуществляется насосами. После насосов ^3He проходит через азотную ловушку и возвращается в криостат. Более подробно криостат поляризованной мишени описан в работе [13].

Для контроля температуры в узлах рефрижератора растворения мишени используются углеродные термисторы трех типов: Allen-Bradly, Speer и ТВО. Для измерения их сопротивления используется разработанный в ОИЯИ многоканальный прибор измерения температуры. Особенностью прибора является применение двойной частотной модуляции измерительного сигнала, что позволяет существенно уменьшить чувствительность системы измерения к наводкам и помехам и повысить точность измерений при сверхнизкой температуре. Прибор является частью системы медленного контроля криостата мишени, в которую также входит прибор измерения уровней жидкого гелия в баке с температурой 4 К и ванне с температурой 1 К.

3.2.2. Рабочее вещество мишени. Рабочим веществом поляризованной мишени в настоящее время является пентанол ($\text{C}_5\text{H}_{12}\text{O}$) с парамагнитной ТЕМРО ($\text{C}_9\text{H}_{18}\text{NO}$)¹. Фактор разбавления (отношение числа всех нуклонов к числу поляризуемых протонов) составляет 8.4. Рабочее вещество мишени в виде шариков диаметром до 2 мм, замороженных в жидком азоте, засыпается в тefлоновую ампулу диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Ампула вставляется в ванну растворения криостата при азотной температуре. Количество вещества в мишени 13.2 г/см². Это соответствует примерно 10% длины взаимодействия для π -мезонов с энергией 28 ГэВ. Для сохранения свойств рабочее вещество мишени должно находиться постоянно при температуре жидкого азота.

3.2.3. Аппаратура накачки и измерения поляризации протонов мишени. Максимальная величина поляризации (для пентанола теоретическое значение 75%) достигается методом динамической поляризации ядер (ДПЯ). Для осуществления ДПЯ необходимы одновременно следующие условия и аппаратура: СВЧ-генератор с частотой около 70 ГГц и магнитное поле $B = 2.4$ Тл

¹ В качестве рабочего вещества может также использоваться бутанол и пропандиол с примесью CrV.

с относительной однородностью $\sigma_B/B \sim 10^{-4}$ во всем рабочем объеме мишени ($\sim 60 \text{ см}^3$).

Метод основан на эффекте возбуждения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) с поляризацией атомных электронов в магнитном поле и последующей передачей поляризации протонам в результате цепочки атомных переходов [14]. Частота ЭПР зависит от индукции магнитного поля. Имеющийся в нашем распоряжении СВЧ-генератор изготовлен в АО “Научно-производственное предприятие “ИСТОК” им. Шокина” и покрывает диапазон частот от 66.17 до 67.17 ГГц. Для ЭПР этот диапазон соответствует индукциям от 2.365 до 2.401 Тл, необходимым для успешной накачки поляризации протонов в мишени.

Величина поляризации измеряется методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) при поле накачки. Для этой цели в ОИЯИ изготовлен Q-метр для контроля и измерения величины поляризации.

Накачка и измерение поляризации проходит при температуре 0.2–0.3 К.

3.2.4. Магнит поляризованной мишени. Накачка поляризации в мишени осуществляется в поперечном магнитном поле специально разработанного и изготовленного магнита с теплыми обмотками. Поле в нем формируется полюсами из пермендюра 49КФ, шириной 164 мм, длиной 1000 мм и толщиной 80 мм. Поток поля замыкается через магнитопроводы из стали 3.

Для успешной накачки поляризации протонов по всему рабочему объему мишени необходимо, чтобы неоднородность магнитного поля внутри этого объема не превышала естественной ширины линии поглощения сигнала ядерного магнитного резонанса в идеально-однородном поле. Эта ширина обусловлена диполь-дипольным взаимодействием протонов в веществе мишени и его структурой [14]. В пентаноле $\text{C}_5\text{H}_{12}\text{O}$ с добавкой радикала ТЕМРО, используемом в настоящее время в качестве рабочего вещества, относительная ширина линии поглощения (RMS) составляет около $1.65 \cdot 10^{-4}$.

В центральной части магнита, в цилиндре диаметром 20 мм и длиной 200 мм, после дополнительного шиммирования было получено однородное поле с индукцией, равной примерно 2.4 Тл, с максимальной относительной вариацией от минимума к максимуму около

$\pm 4 \cdot 10^{-4}$ и среднеквадратичным отклонением от константы по объему примерно $\pm 1.3 \cdot 10^{-4}$. Результатом стало успешное получение поляризации мишени составляющей около 75%, и при такой поляризации был проведен сеанс по набору статистики на пучке.

Верхний и нижний магнитопроводы вместе с полюсами могут симметрично сдвигаться или раздвигаться с помощью системы перемещения. В сдвинутом состоянии при высоте зазора между полюсами 75 мм и номинальном токе питания магнита 1440 А поле в его центральной части достигает 2.4 Тл. Именно в этом режиме осуществляется накачка поляризации мишени. Затем, после охлаждения мишени еще на порядок, до $T \sim 0.03 \text{ К}$, полюса раздвигаются на 250 мм, открывая апертуру магнита для вторичных частиц, вылетающих из мишени. Поле при этом уменьшается примерно до 0.4 Тл, и поляризация мишени удерживается для проведения измерений на пучке.

Подробно описание магнита и процедура оптимизации магнитного поля представлена в работе [2].

3.3. Магнитный спектрометр для измерения импульсов частиц

Физическая программа эксперимента предусматривает регистрацию заряженных частиц, измерение их импульса и, по возможности, восстановление вершин, включая первичную. В этом случае трековая система должна иметь достаточно большой аксептанс и позволять восстанавливать распады гиперонов и мезонов. Для уменьшения систематической ошибки измерения спиновых эффектов вторичные частицы должны регистрироваться во всем азимутальном угле. Исходя из этих условий была подготовлена схема, включающая в себя широкоапертурный магнит и систему трековых детекторов.

3.3.1. Широкоапертурный магнит. Для целей импульсного анализа заряженных частиц в эксперименте СПАСЧАРМ используется большой спектрометрический магнит, преимущественно вертикальное поле в котором формируется стальными полюсами с размерами $X \times Z = 0.8 \times 1 \text{ м}^2$. Его апертура с размерами $X \times Y = 2.3 \times 1 \text{ м}^2$ с запасом перекрывает целевой угловой аксептанс примерно не менее чем на ± 110 мрад в обеих плоскостях, который определяется в основном поперечными размерами трековых детекторов.

Магнит эксплуатируется при токе 1 кА/виток и создает поле в центре около 0.6 Тл.

Поле спектрометрического магнита далеко от однородного. Для его использования в трекинге заряженных частиц были проведен расчет и детальные измерения топографии поля. Измерения всех трех компонент поля были сделаны в 34 496 точках на решетке с шагом 4 см по каждой из координат системой датчиков Холла в объеме, размерами $X \times Y \times Z = 1.24 \times 0.84 \times 1.96$ м³. Среднеквадратичное отклонение (RMS) расчетов и измерений в рабочей апертуре для всех трех компонент поля было найдено равным примерно ± 1 мТл, что составляет около $\pm 0.2\%$ от поля в центре магнита.

Абсолютная нормировка расчетного и измеренного магнитного поля при токе питания 1 кА на виток совпала с точностью около 0.2%. Интеграл поля вдоль пучка по линии, проходящей через центр магнита, равен 0.703 ± 0.001 Тл·м. Индукция в центре магнита равна 0.5398 ± 0.0004 Тл. Центр спектрометрического магнита расположен по пучку на расстоянии 3.41 м от центра поляризованной мишени. До и после магнита размещены стальные экраны для защиты трековых детекторов от рассеянного магнитного поля. Максимальная величина рассеянного поля в зоне ближайшего трекового детектора равна примерно 15–17 мТл. Более подробно характеристики магнита и результаты магнитных измерений описаны в работе [6].

3.3.2. Трековая система. Основная функциональная часть спектрометра — трековая система, определяющая координаты треков заряженных

частиц до и после анализирующего магнита с точностью до 300 мкм. Детекторами трековой системы являются пропорциональные камеры и камеры на основе дрейфовых трубок. Ниже дано описание всех используемых трековых детекторов. В табл. 1 приведен список этих детекторов с их краткими характеристиками.

Три двухкоординатные станции пропорциональных камер с размерами чувствительной области 200×200 мм² и шагом сигнальных проволочек 1 мм, изготовленные в НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ (электроника изготовлена в НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ) [15], установлены сразу после магнита поляризованной мишени (см. рис. 1), где необходимы детекторы, работающие с высокой эффективностью при большой интенсивности.

Продув камер осуществляется газовой смесью, состоящей из 74.85% Ar, 25% изобутана и 0.15% CF₃Br. Суммарный газовый объем пропорциональных камер установки невелик и составляет около 10 л, так что при расходе газовой смеси 0.2 л/мин время подготовки камер к работе составляет 8–10 ч, а одного баллона наиболее расходуемого газа — аргона, хватает на 30 суток непрерывного поддержания указанного режима. Выбранный порог чувствительности камер составляет 12 мВ, при этом эффективность работы камер выходит на плато при напряжении 3.0–3.1 кВ. Эффективность работы камер в сеансах превышает 99% (рис. 3).

Остальные трековые детекторы выполнены по разработанной в НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ технологии изготовления

Таблица 1. Список трековых детекторов установки и их основные характеристики

Детекторы	Расстояние от мишени, м	Композиция камер	Шаг проволоки (диаметр трубок), мм	Размер камеры, $Y \times X$, см ²	Число каналов	HV , кВ
PWC1	0.86	X, Y	1	20×20	400	3250
PWC2	0.94	X, Y	1	20×20	400	3150
PWC3	1.02	X, Y	1	20×20	400	3150
DTS0	1.37	U, V, X, Y	15	32×32	384	1950
DTS1	1.93	X, Y, U, V	30	72×96	336	2250
DTS3	5.52	X, Y, U	30	120×168	432	2250
DTS4	10.05	X, Y, U	30	192×240	672	2250
DTS5	8.16	X, Y, U	30	192×240	672	2250

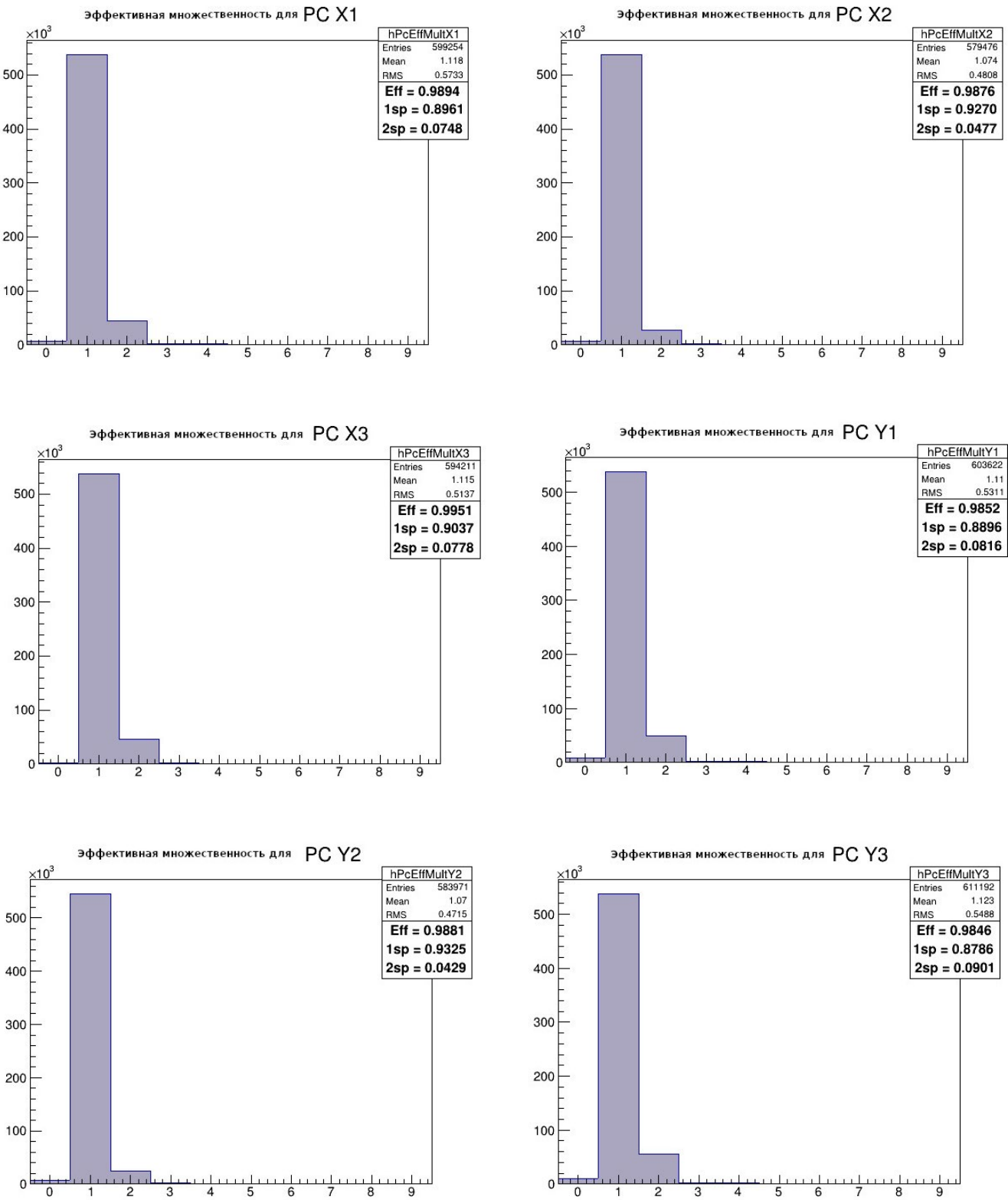


Рис. 3. Множественности срабатывания всех шести плоскостей пропорциональных камер, определяющие эффективность.

тонкостенных майларовых дрейфовых трубок [16]. Первая дрейфовая станция DTS1 состоит из двух двуслойных камер с трубками диаметром 15 мм [17] и рабочей областью $48 \times 48 \text{ см}^2$. Одна из этих камер повернута на угол 45° относительно вертикали. Каждый слой (X и Y) состоит из трех рядов дрейфовых трубок, склеенных между собой, средний ряд сдвинут на полшага относительно крайних. Трубки плотно упакованы в три слоя, в каждом из которых по 96 трубок, расстояние между любыми соседними сигнальными проволоками — 15.5 мм (см. рис. 4).

Шаг между трубками составляет 15.5 мм, это расстояние определяется точными поверхностями торцевых элементов. Количество трубок в слое кратно 8, что определяется модульностью электроники. Эти камеры имеют нечувствительную зону размером $3 \times 3 \text{ см}^2$ и работают эффективно в интенсивных пучках частиц. Остальные станции камер (DTS1-DTS5) собраны из трубок диаметром 30 мм по той же технологии [18]. Нечувствительная зона длиной 6 см в этих камерах состоит из двух (или трех) трубок.

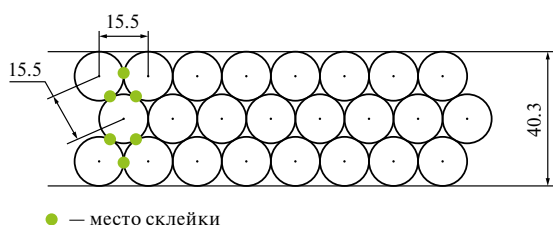


Рис. 4. Схема расположения трубок диаметром 15 мм в дрейфовых камерах из майлара.

Камеры на основе дрейфовых трубок работают на стандартной газовой смеси, состоящей из 93% Ar и 7% CO_2 . В рабочем режиме давление в камерах поддерживается около 116.5 кПа (1.15 атм). Дрейфовые камеры установки в сумме имеют газовый объем около 2700 л. Для приведения камер в оптимальное рабочее состояние требуется расход газовой смеси около 5 л/мин в течение суток (примерно три объема камер). Счетная характеристика одной из камер, полученная при тестовых измерениях с помощью атмосферных мюонов в бестриггерном режиме, показана на рис. 5 слева, справа показана зависимость эффективности камеры от напряжения.

Опыт эксплуатации этих детекторов указывает на необходимость уделять особое внимание составу газовой смеси для стабильной во времени эффективности регистрации. Майлар как материал стенок дрейфовых трубок, выбранный из соображений минимизации вещества на пути заряженных частиц, приводит к появлению примесей в газовой смеси (кислород, водяные пары) в течение нескольких часов. Это является причиной заметного изменения таких существенных характеристик детекторов, как скорость дрейфа и газовое усиление. Для обеспечения стабильных характеристик такие детекторы требуют постоянного продува газовой смеси, эффективность так же зависит от скорости продува. Из-за особенностей

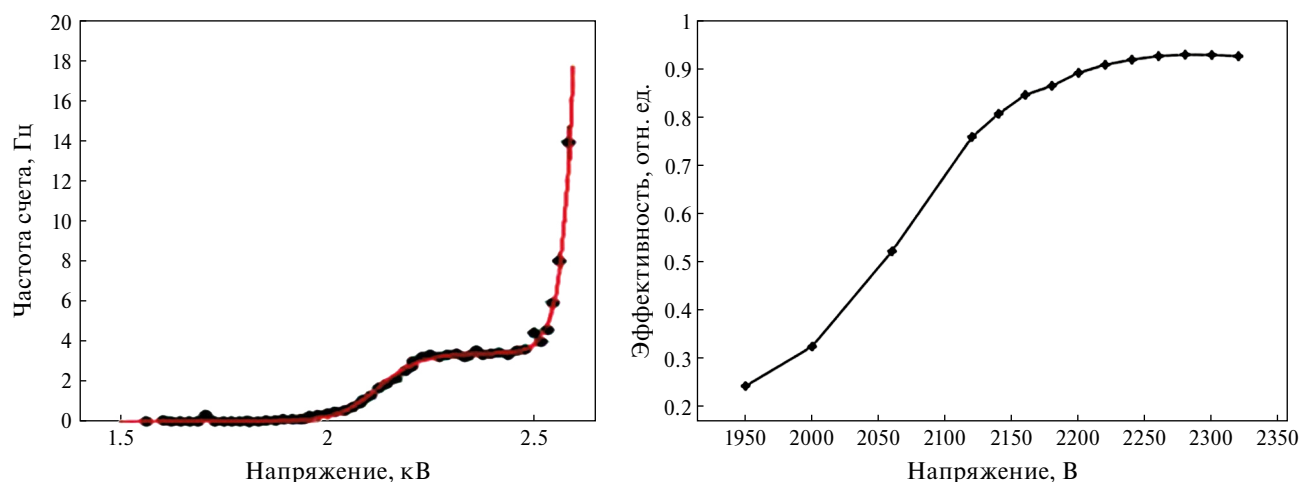


Рис. 5. Слева — усредненная счетная характеристика одной из камер, справа — зависимость эффективности одного из слоев камеры от напряжения.

конструкции, однако, система дрейфовых трубок имеет высокое сопротивление при продуве, что при недостаточной скорости продува приводит к неоднородности состава газовой смеси по площади детектора, а при слишком высокой скорости, — к существенному перепаду давления в трубках детектора. После нескольких тестовых измерений была выбрана оптимальная скорость продува, равная 1.0–1.5 объема в сутки, при которой стабильность эффективности регистрации в течение суток не превышала 0.1 процента. На рис. 6 показана нестабильность эффективности всех камер за сутки.

Для демонстрации работы трековой системы на рис. 7 представлены массовые спектры зарегистрированных на части набранной в осеннем сеансе 2021 г. статистике K_s^0 -мезонов и Λ -гиперонов. Масса восстановленного Λ -гиперона составила 1115.9 МэВ/с², а ширина (σ) распределения по массе Λ -гиперонов составляет 4.8 МэВ/с², ширина (σ) распределения по массе K_s^0 -мезонов — 12.3 МэВ/с².

3.4. Электромагнитный калориметр

В настоящее время в эксперименте СПАСЧАРМ используется гамма-детектор установки ПРО-ЗА–ЧСПП720 [11], состоящий из 720 счетчиков из свинцового стекла размером $38.1 \times 38.1 \times 450$ мм³ (18 радиационных длин), и ФЭУ-84 в качестве фотодетекторов. Полученные электрические сигналы после аналоговой задержки на 60-метровых коаксиальных кабелях приходят на входы 12-битовых аналого-цифровых преобразователей (АЦП) с чувствительностью 250 фК на отсчет.

Для выравнивания энергетической шкалы калориметра каждый канал имеет индивидуальную подстройку высокого напряжения делителя ФЭУ. В процессе калибровки, которая проводится на пучке электронов с энергией 19 ГэВ, калориметр перемещается на специальной подставке в горизонтальном и вертикальном направлениях для покрытия пучком всей площади калориметра. При первичной настройке напряжение всех каналов, по возможности,

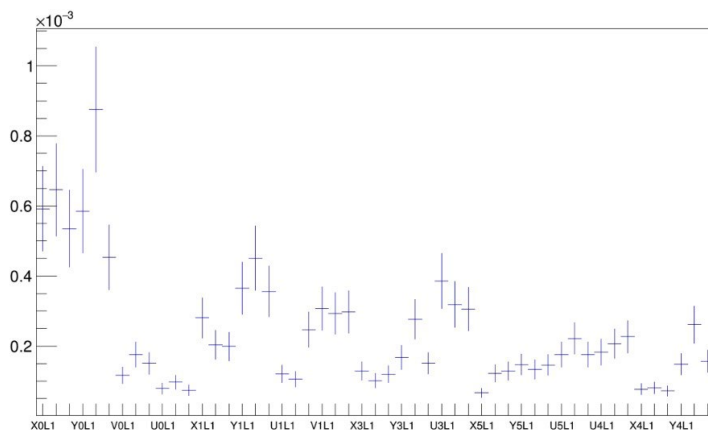


Рис. 6. Нестабильность эффективности трековой системы (RMS) за сутки по плоскостям. По оси X — идентификатор плоскости трековой системы в виде: станция (X0–U4), номер слоя (L1–3).

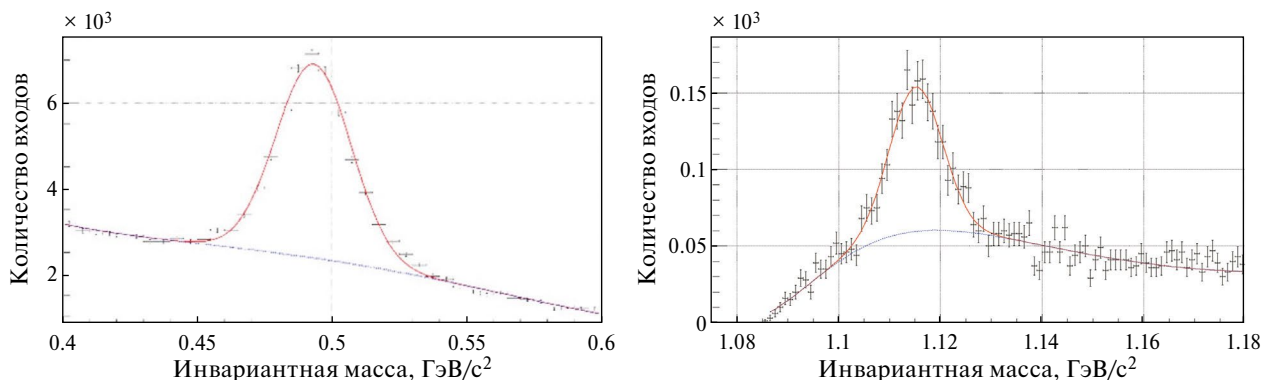


Рис. 7. Спектры инвариантных масс h^+h^- — пар для $\pi^+\pi^-$ -взаимодействий; слева — обе частицы считались пионами, справа — положительно заряженному треку приписывалась масса протона.

выбиралось таким образом, чтобы амплитуда сигнала составляла 800 мВ, когда пучок засвечивает данный счетчик. Основная калибровка проводилась в автоматическом режиме, при котором все счетчики были примерно равномерно засвечены пучком. Требовалось, чтобы для каждого счетчика было набрано не менее 5000 триггеров на пучок электронов. Электроника управления системой перемещения в сеансах 2021 г. была полностью заменена на новую. Особенности нового управления перемещением являются многооборотные магнитные датчики Briter для выставления и определения абсолютного положения калориметра и поддержка сетевой архитектуры на основе протокола TCP/IP для стыковки с системой медленного контроля СПАСЧАРМ.

На рис. 8 показано распределение калибровочных коэффициентов, полученных в 2022 г. при сканировании пучком электронов. Разброс калибровочных коэффициентов для всех каналов калориметра, за исключением периферийных, не превышает 15% со средним коэффициентом преобразования 5.3 МэВ на отсчет АЦП.

3.5. Электронная регистрирующая аппаратура

Используемая в эксперименте СПАСЧАРМ регистрирующая электроника (ВЦП, АЦП, регистры, счетчики) в основном разработана и произведена в отделе электроники и автоматики НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ в стандарте “ЕвроМИСС” [19], который позволяет передавать 16-битовые слова данных одновременно с адресной информацией по шине от модуля регистрации до контроллера со временем цикла 100–200 нс в зависимости от типа модуля. При среднем размере события в каркасе

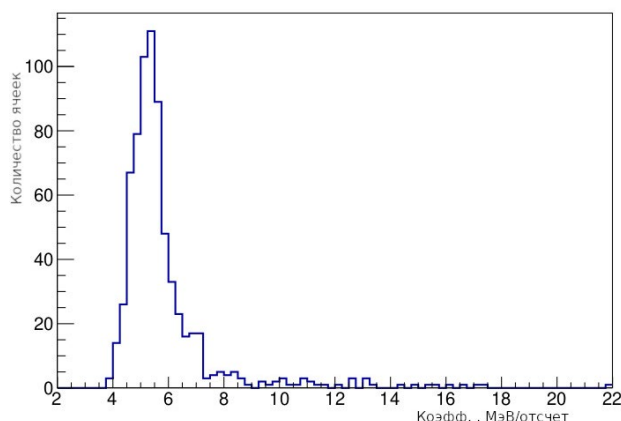


Рис. 8. Распределение калибровочных коэффициентов для электромагнитного калориметра ЧСПП720.

100–200 слов такая шина ограничивает скорость приема событий до 25 кГц.

Для считывания информации с камер на основе дрейфовых трубок используются модули время-цифровых преобразователей (ВЦП) ЕМ3 [20] на 128 каналов на базе микросхемы НРТДС [21], позволяющей измерять время с точностью до 25 пс на отсчет. Информация со всех каналов дрейфовых трубок распределена по двум каркасам для уменьшения времени передачи.

Информация с калориметров оцифровывается 48-канальными модулями 12-битовых АЦП ЕМ6 [22] и временем преобразования менее 5 мкс.

Информация с пучковых детекторов (годо-скопов и черенковских счетчиков) поступала в 128-канальные регистры ЕМ4 с памятью на 1 мкс и шагом 5 нс, а информация со сцинтилляционных триггерных счетчиков в быстрые 8/16-канальные счетчики разрядностью 32/16 битов ЕМ9 [19].

Для регистрации сигналов с дрейфовых трубок используется 8-канальная плата усиления-дискриминации АDB-8 v.3, разработанная в ЛЯП ОИЯИ (Дубна) на базе заказных интегральных микросхем Ampl-8.3 [23] и Disc-8.3 [24], хорошо зарекомендовавших себя в работе с мини-дрейфовыми трубками в составе мюонных систем экспериментов DZ (Лаборатория Ферми, Батавия) и COMPASS (ЦЕРН, Женева). Данные микросхемы усилителя и дискриминатора проектировались в tandem специально для считывания сигналов с газовых камер. Работа канала платы АDB-8 v.3 в основном определяется параметрами данных микросхем и соответственно характеризуется:

- высокой устойчивостью к высоковольтным пробоям по входу (низкоомный вход усилителя, встроенная диодная защита от выбросов обеих полярностей);
- высоким коэффициентом преобразования тока в напряжение ($K_{пр}$) при низком шуме ($K_{пр} = 130$ мВ/мкА, среднеквадратичный шум равен 60 нА при $C_{дет} = 60$ пФ);
- широким динамическим диапазоном (52 дБ, линейность усиления до 50 мкА входного тока);
- высокой стабильностью работы и устойчивостью к возбуждению (низкие межканальные помехи (менее –52 дБ), дифференциальные каскады в схемах усиления и дискриминации, усилитель без обратной связи, усилитель и дискриминатор выполнены в отдельных корпусах);

— высокой радиационной стойкостью [25] (микросхемы выполнены на биполярных транзисторах по технологии BJT-JFET).

Помимо канала усиления-дискриминации на микросхемах Ampl-8.3 и Disc-8.3, плата ADB-8 v.3 содержит генератор тестовых сигналов, блок управления порогом дискриминаторов с предустановленным порогом в 1 мкА и стабилизированный источник питания выходов дискриминаторов. Питание всех схем платы (± 5.2 В) осуществляется через регуляторы напряжения, соответственно, для платы напряжение может составлять ± 8 –10 В.

Регистрация данных с пропорциональных камер осуществлялась регистрирующей электроникой [26], разработанной для эксперимента ЭПЕКУР в НИЦ “Курчатовский институт”—ИТЭФ [15].

Первоначально ВЦП ЕМЗ оказались наиболее медленными из всей регистрирующей электроники. Среднее время считывания в картах с ЕМЗ в сеансе 2018 г. оказалось около 80–100 мкс на событие. Для ускорения системы сбора данных и получения расчетной производительности по результатам этого сеанса схема модуля ЕМЗ, определяемая конфигурацией ПЛИС, была существенно модифицирована. В конфигурацию ПЛИС была введена дополнительная память типа FIFO, что позволило перейти от полностью синхронной схемы считывания HPTDC с неизбежными задержками, к схеме с развязкой считывания HPTDC и передачи данных по шине МИСС. В результате, согласно данным сеансов 2019–2022, повысилась надежность работы ЕМЗ и время считывания события уменьшилось до 40–60 мкс.

3.6. Триггер и система сбора данных

3.6.1. Триггер. Логика триггера реализована на базе модуля ТЛ02 [27], разработанного в отделе электроники и автоматики НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ. Данный модуль позволяет организовать несколько возможных триггерных решений, выбор определяется программным способом.

Основным триггером при наборе данных является взаимодействие в мишени, т.е. совпадение сигналов пучкового телескопа S_1, S_2, S_3 было при отсутствии сигнала со счетчика ВК (см. рис. 1), подавляющего прямой пучок. Вся остальная информация для выделения различных событий (вето-система, пучковые черенковские счетчики и т.п.) записывалась в регистры для использования при обработке. В сеансе 2022 г. был опробован режим триггирования по составу пучка, что важно для подавления пучка π -мезонов, т.е. принимаются только те редкие события, в которых пучковой частицей были К-мезоны или антипротоны.

3.6.2. Архитектура системы сбора данных. В эксперименте используется современная система сбора данных на основе локальной вычислительной сети стандарта Gigabit Ethernet. Контроллеры корзин ЕвроМИСС [27] передают данные на серверные компьютеры общего назначения по протоколу TCP, который обеспечивает разрешение сетевых коллизий и гарантирует доставку данных (рис. 9). Контроллеры корзин передают данные на сервер после каждого сброса пучка параллельно в несколько потоков.



Рис. 9. Архитектура системы сбора данных эксперимента СПАСЧАРМ.

На сервере онлайн-обработки выполняется декодирование сигналов регистрирующей электроники. Операторы установки отслеживают качество набираемых данных при помощи программ онлайн-анализа. Декодированные данные переносятся в хранилище на кластере НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ, где выполняется реконструкция физических событий.

За вычитывание данных регистрирующей электроники в формате ЕвроМИСС отвечают контроллеры корзин ЕМ [28]. В эти контроллеры встроены одноплатный микрокомпьютер в формфакторе DIMM под управлением операционной системы Linux. Микрокомпьютер накапливает данные каждого сброса в своей оперативной памяти в буфере объемом до 100 МБ и по интерфейсу Fast Ethernet передает их на сервер системы сбора данных. Данные с дрейфовых камер производства ИТЭФ вычитываются встроенными компьютерами системы управления накамерной электроникой [26] по аналогичной схеме.

Данные, относящиеся к одному триггерному сигналу, называются событием. Точная отметка времени прихода сигнала триггера фиксируется конечными узлами системы и записывается вместе с данными. Позднее, при обработке данных, специальная программа построения событий использует эти временные метки для однозначной сшивки данных со всех узлов установки. При работе в бестриггерном режиме предусмотрена возможность сшивки данных на основе отметок времени прихода специального сигнала синхронизации.

3.6.3. Формат данных. Практически вся электроника установки передает данные в формате ЕвроМИСС: 32-битовые слова, в которых половину слова занимает измеренная величина, а вторую половину — адрес модуля и канала электроники. Слова с адресом модуля больше 20 являются служебными и имеют специальное значение: метки начала или конца события, служебное слово с признаками ошибок шины МИСС и т.п. Особым случаем являются модули ВЦП ЕМЗ [20], используемые для станций дрейфовых трубок: они инкапсулируют адрес канала в данные, поэтому адресная половина слова содержит информацию лишь о номере модуля.

Поскольку данные с установки собираются в сыром виде, привязка к определенному двоичному формату данных отсутствует как таковая:

поддержка любого формата может быть добавлена программным образом. Единственным необходимым условием является присутствие в данных отметки времени прихода триггерного сигнала, без которой однозначная сшивка событий будет возможна лишь при полной уверенности в том, что никакой триггерный сигнал не был пропущен ни одним конечным узлом.

3.6.4. Запись данных. Данные, набранные при каждом сбросе пучка, сохраняются в файлы на дисковом массиве, после чего происходит их декодировка программой онлайн-анализа. Сервер системы сбора данных помещает данные, поступившие с каждого узла, в отдельный файл. В названии файла сохраняется отметка времени сброса и числовой идентификатор узла, который совпадает с последним числом его IP-адреса в десятичном представлении.

Вместе с файлами данных может сохраняться различная вспомогательная информация, позволяющая расследовать причины, приведшие к аномалиям в набранной статистике: значения пьедесталов модулей АЦП калориметра, данные системы медленного контроля, сведения о режиме работы магнитов канала, данные с осциллографов, снимки с камер системы видеонаблюдения и любая другая вспомогательная информация.

Скорость записи на дисковый массив на два порядка превышает ожидаемый поток данных (~50 МБ/сброс), а емкость массива достаточна для круглосуточной работы установки на пучке в течение нескольких месяцев. Сохранение данных в исходном виде исключает потерю ценной информации вследствие алгоритмических ошибок в программном обеспечении.

3.6.5. Управление сбором данных. Для управления набором данных используется простой интерфейс в виде веб-приложения. Оператор установки может запускать и останавливать набор данных, указывать условия, при которых статистика набиралась в определенном промежутке времени, формируя список сбросов пучка, которые составляют единый набор файлов с уникальным идентификатором, содержащий данные эксперимента для последующей обработки (RUN).

При этом система сбора данных организована так, что ошибка оператора не может стать причиной потери ценной информации. Фактически система сбора данных работает

непрерывно, оператор лишь указывает временные границы наборов и заполняет метаданные к ним. Файлы, не входящие в наборы с уникальными идентификаторами, составляют небольшой процент от общего объема данных и при необходимости могут быть удалены уже после окончания сеанса.

В случае возникновения неполадок с регистрирующей электроникой часть данных может оказаться непригодной для физического анализа. Поскольку данные каждого сброса записываются в отдельный файл, фильтрация некачественных данных не представляет сложности: достаточно составить список таких файлов и впоследствии исключить их из анализа.

3.7. Система контроля работы детекторов установки

Различные по типам детекторы в составе установки СПАСЧАРМ с большим количеством каналов требуют отдельной системы для управления и отслеживания их работоспособности. Система управления детекторами установки СПАСЧАРМ (система медленного контроля) построена на основе программной среды EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System). Так же, как и система сбора данных, система медленного контроля СПАСЧАРМ является сетевой распределенной системой с многоуровневой архитектурой [29]. В СПАСЧАРМ EPICS используется на двух уровнях — уровне управления и уровне контроля — и определяет протокол обмена данными между ними по сети Ethernet. На уровне устройств работают специально разработанные микроконтроллерные модули, которые осуществляют непосредственное измерение и управление параметрами детекторов. Обмен данными между микроконтроллерными модулями и уровнем контроля определяется протоколами Modbus RTU и CANbus.

Работающие на уровне контроля одноплатные компьютеры RaspberryPi позволяют легко масштабировать систему для включения новых детекторов и обеспечивают унифицированный интерфейс как на аппаратном (сеть Ethernet), так и на программном уровне (протокол EPICS). На уровне управления работают программы-клиенты для действий оператора и визуализации состояния детекторов, а также СУБД PostgreSQL для архивирования измерений.

По опыту эксплуатации системы в сеансах 2018–2022 гг. наиболее важными подсистемами оказались слежение за температурой, токами и полями магнитов, а также управление питанием каркасов ЕВРОМИСС и управление конфигурацией ПЛИС в модулях ЕВРОМИСС. Также полезной оказалась информация из базы данных при анализе долговременного поведения характеристик дрейфовых трубок на атмосферных мюонах.

4. ПРОГРАММНОЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СПАСЧАРМ

Моделирование и обработка данных эксперимента проводится в рамках программного пакета SpascharmRoot. Этот пакет является основой как для моделирования методом Монте-Карло, так и для анализа данных. За основу для разработки среды для анализа данных был взят программный пакет PandaRoot [30]. Среда базируется на ROOT [31] и использует свой формат файлов данных (.root), систему ветвления данных (класс TBranch), цепочки файлов (TChain), контейнеры данных (TClonesArray), описание и управление геометрией (TGeoManager и т.д.) и блочную структуру задач (TTask). Система спроектирована таким образом, чтобы любые действия можно было выполнять из командной строки ROOT или путем запуска специальных управляющих файлов — макросов, написанных для C++-интерпретатора ROOT (CINT). Весь код для моделирования или сбора данных скомпилирован в динамические библиотеки, и “root” — единственный исполняемый файл. ROOT-макросы используются для конфигурирования, управления и запуска моделирования (и онлайн-считывания) событий, трассировки частиц через вещество методом Монте-Карло, описания детекторов, реконструкции и анализа данных. В таком подходе изменение настроек, параметров или даже перекомпоновка конфигурации оборудования всего детектора не требует компиляции или использования другого языка, кроме C++, для редактирования макроса. Более того, абсолютно тот же макрос может быть выполнен на любой машине (например, персональном компьютере, распределенной вычислительной ферме или грид-кластере) без изменений.

Пакет SpascharmRoot позволяет единообразно обрабатывать экспериментальные данные

и данные, полученные при моделировании. В программной среде реализованы и доступны для моделирования все детекторы действующей установки. По аналогии с PandaRoot моделирование в SpascharmRoot разделено на три основные части.

Сначала происходит генерация физического события. Генераторы, например Pythia8 [32], поставляются в виде внешних пакетов, также есть возможность использования простейшего генератора VoxGenerator, в котором частицы разыгрываются в заданном диапазоне по импульсу и углу. Затем сгенерированные частицы передаются в детекторы, и их взаимодействие рассчитывается транспортной моделью. На этом этапе учитываются геометрия и материалы детектора, а также карта магнитного поля. Пользователь имеет возможность переключаться между Geant3, Geant4 [33] без изменения кода, просто установив флаг в запускающий скрипт моделирования. Таким образом можно сравнивать результаты, полученные из разных моделей.

Далее полученные хиты оцифровываются, т.е. происходит симуляция отклика детекторов — учитываются шумы электроники, радиусы дрейфа, пространственные разрешения и эффективности, описываемые какой-то моделью или полученные из экспериментальных данных, калибровочные коэффициенты в зависимости от специфики каждого детектора. Такие данные должны содержать искажения, типичные для каждого детектора, и быть похожи на данные измерений в реальном эксперименте. Результатом являются файлы типа .digi, аналогичные экспериментальным данным после декодировки. На следующем этапе происходит реконструкция полученных данных — нахождение заряженных и нейтральных треков. Обработка данных моделирования и реальных экспериментальных данных сходится на этом этапе.

Процедура обработки экспериментальных данных состоит из следующих этапов.

1. Построение общего события. На первом этапе проводится слияние данных из различных потоков с помощью программы-построителя событий (event-builder). Это необходимо, поскольку данные с детекторов считываются параллельно в несколько потоков (см. описание системы сбора данных). На этом этапе проходит поиск (сопоставление) соответствующих файлов и событий внутри разных потоков данных по от-

меткам времени, на выходе формируется поток событий с данными всех найденных детекторов установки. При этом осуществляется проверка качества данных, в том числе обнаружение потери важной информации при сбоях регистрирующей электроники. При потере данных (событий) программа проводит привязку разных потоков данных между собой, если не выявлена критическая ошибка. Результатом являются выходные файлы с полностью построенными событиями в формате системы сбора данных .dat.

2. Декодировка сырых данных. На этом этапе данные построенного события из формата системы сбора данных декодируются в формат ROOT и приписываются соответствующим элементам детекторов (камера, трубка, проволочка, ячейка калориметра и т.п.). Результатом являются выходные файлы формата ROOT.digi.

3. Восстановление пучковых и вторичных частиц. На этом этапе восстанавливаются все кандидаты в пучковые треки по данным с годоскопов, все вторичные треки и части треков до магнита и после магнита, которые не были “связаны”. Для каждого трека восстанавливается его заряд и импульс. В калориметре восстанавливаются все кандидаты в гамма-кванты (электроны). Перед этим этапом проводится восстановление параметров детекторов, а именно: определение $R(t)$ зависимости трековых детекторов и геометрическая привязка всех детекторов. Эти же данные используются для получения информации для моделирования, прежде всего определяется эффективность элементов детектора. Все восстановленные объекты сохраняются в специальных файлах DST (Data Summary Tape) уже для получения физического результата.

4. На заключительном этапе проводится восстановление всех параметров реакции и изучение физических процессов.

Программа онлайн-анализа использует те же самые функции. Разница заключается в том, что на первом этапе потоки данных не выстраиваются в единое событие и их контроль выполняется независимо.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный в данной работе состав детекторов и оборудования экспериментальной установки СПАСЧАРМ позволил провести в 2018–2022 гг.

несколько сеансов набора данных на поляризованной и ядерных мишенях на ускорительном комплексе У-70. Так, например, весной 2018 г. было зарегистрировано около 1 млрд событий на поляризованной мишени, а осенью 2021 г. около 1.5 млрд событий на ядерных мишенях. В настоящее время ведется анализ набранных данных. Результаты анализа данных, представленные в настоящей работе, показали, что требуемые характеристики детекторов достигнуты:

— стабильность эффективности трековой системы на уровне 0.1% за 12 часов набора;

— результаты настройки фокуса и размеров пучка, после которой он полностью укладывается в размер мишени, менее 20 мм;

— полученная поляризация мишени, составляющая около 75%, близка к теоретическому максимуму;

— достигнута плановая скорость работы системы сбора данных 25000 триггеров в секунду.

На установке СПАСЧАРМ успешно продолжается выполнение заявленной физической программы эксперимента.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00164). Работа сотрудников НИЯУ “МИФИ” выполнена в НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ при финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки РФ (программа “Приоритет-2030”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kalinin V.A., Afonin A.G., Antipov Y.M. et al. // 27th Russian Particle Acc. Conf. (RuPAC2021). Alushta, 2021. P. 22.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-RuPAC2021-MOB01>
2. Абрамов В.В., Ажгирей И.Л., Борисов А.А. и др. // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54. № 1. С. 6.
3. Брюнетон К., Быстрицкий И., Гедо А. и др. // ПТЭ. 1976. № 5. С. 46.
4. Raoul J.C., Autones P., Auzolle R. // Nucl. Instrum. Methods. 1975. V. 125. № 4. P. 585.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(75\)90476-0](https://doi.org/10.1016/0029-554X(75)90476-0)
5. Александров И.А., Грачев М.И., Губриенко И.И. и др. // АЭ. 1970. Т. 29. С. 712.
6. Meshchanin A.P., Vasiliev A.N., Goncharenko Y.M. et al. // Phys. Atom. Nuclei. 2022. V. 85. P. 2043.
<https://doi.org/10.1134/S1063778822100386>
7. Gershtein S.S., Samoylov A.V., Sapunov Yu.M. et al. // Nucl. Instrum. Methods. 1973. V. 112. № 3. P. 477.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(73\)90165-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(73)90165-1)
8. Batarin V.A., Butler J., Derevschikov A.A. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2003. V. 510. P. 2118. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01860-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01860-6)
9. Aseev A.A., Vasil'ev A.N., Ludmirsky E.A. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 1993. V. 330. P. 39.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91302-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91302-4)
10. Мочалов В.В., Васильев А.Н., Рязанцев А.В. и др. // ПТЭ. 2010. № 5. С. 5-12.
11. Апокин В.Д., Беликов Н.И., Васильев А.Н. и др. // ПТЭ. 1998. № 3. С. 23.
12. Рязанцев А.В., Букреева С.И., Васильев А.Н. и др. // ПТЭ. 2023. № 4. С. 48.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223030096>
13. Борисов Н.С., Бунятова Э.И., Володи́ни А.Г. и др. Протонная поляризованная “замороженная” мишень для вторичных пучков частиц высокой энергии. Препринт ОИЯИ 1-80-98. Дубна, 1980.
https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/12/581/12581974.pdf
14. Абрагам А. Ядерный магнетизм. (гл. IV) / Пер. с англ. (гл. IV) : пер. с англ. / Под ред. Г.В. Скроцкого. М.: Изд. иностр. лит., 1963.
15. Алексеев И.Г., Бордюжин И.Г., Будковский П.Е. и др. // ПТЭ. 2014. Т. 5. С. 22.
16. Божко Н.И., Борисов А.А., Кожин А.С. и др. Прецизионная дрейфовая трубка в лавсановом корпусе. Препринт ИФВЭ 2012-3. 2012.
17. Kozhin I A., Borisov I A., Bozhko N. et al. Tracking chamber made of 15-mm mylar drift tubes. // J. Instrum. 2017. V. 12. № 05. P. C05005.
<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/C05005>
18. Борисов А.А., Божко Н.И., Кожин А.С. и др. // ПТЭ. 2013. Т. 2. С. 16.
<http://dx.doi.org/10.7868/S0032816213010199>
19. Букреева С.И., Емельянов Н.М., Исаев А.Н. и др. // ПТЭ. 2014. Т. 6. С. 23.
<https://doi.org/10.7868/S003281621405005X>
20. Карпеков Ю.Д., Киселев Ю.С., Сенько В.А. Быстродействующие многоканальные модули ВЦП пикосекундного разрешения с программируемыми параметрами. Препринт ИФВЭ 2011-20. 2011.
21. Christiansen J. HPTDC — High Performance Time to Digital Converter, Version 2.2. Preprint CERN/EP — MIC, 2004.
22. Солдатов М.М., Сенько В.А. // ПТЭ. 2019. Т. 3. С. 25-29
<https://dx.doi.org/10.1134/S0032816219030108>
23. Alexeev G.D., Baturitsky M.A., Dvornikov O.V. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2001. V. 462. P. 494.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00195-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00195-4)

24. *Alexeev G.D., Baturitsky M.A., Dvornikov O.V. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 1999. V. 423. P. 157.
25. *Baturitsky M.A., Dvornikov O.V., Emeliantchik I.F. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 1996. V. 378. P. 577.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00440-8](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00440-8)
26. *Alekseev I.G., Andreev V.A., Budkovsky P.E. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2007. V. 578. P. 289.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.164>
27. Карпеков Ю.Д., Солдатов М.М., Якимчук В.И. Модули формирования наносекундных импульсов и логического отбора событий для экспериментов ИФВЭ. Препринт ИФВЭ 2014-12, 2014.
28. Рыжиков С.В., Петров В.С., Семенов П.А., Якимчук В.И. // ПТЭ. 2014. Т.6. С. 28.
29. Букреева С.И., Васильев А.Н., Гончаренко Ю.М. и др. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 12.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219010051>
30. *Spataro S. (and PANDA Collaboration).* // J. Phys. Conf. Ser. 2011. V. 331. P. 032031.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/331/3/032031>
31. *Brun R., Rademakers F.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1997. V. 389. P. 81.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X)
32. *Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P.Z.* // Comp. Phys. Commun. 2008. V. 178. P. 852.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036>
33. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 506. P. 250.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)

УДК 53.087.45

ПРОТОТИП ДВУХКООРДИНАТНОГО ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ РЕЗИСТИВНОЙ КАМЕРЫ С ПЛЕНКОЙ КАРБИДА БОРА, ОБОГАЩЕННОЙ ПО ИЗОТОПУ ^{10}B

©2024 г. М. О. Петрова^{a,b,*}, А. А. Богдзель^a, В. И. Боднарчук^{a, b},
О. Даулбаев^{a, c}, В. М. Милков^a, А. К. Курилкин^a, К. В. Булатов^a,
А. В. Дмитриев^a, В. А. Бабкин^a, М. М. Авдеев^a, Е. И. Литвиненко^a

^aОбъединенный институт ядерных исследований

Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^bГосударственный университет “Дубна”

Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Университетская, 19

^cИнститут ядерной физики

Казахстан, 050032, Алматы, ул. Ибрагимова, 1

*e-mail: mbelova@jinr.ru

Поступила в редакцию 06.02.2024 г.

После доработки 14.03.2024 г.

Принята к публикации 06.05.2024 г.

Представлен прототип двухкоординатного позиционно-чувствительного детектора на основе плоскопараллельной резистивной камеры с тонкой пленкой-конвертером (2 мкм) из карбида бора, обогащенной по изотопу $^{10}\text{B} > 95\%$. Размер активной области составляет $75 \times 150 \text{ мм}^2$, что соответствует 64 каналам регистрации по оси x и 128 каналам по оси y . Приведена конструкция детектора, результаты диагностики пленок-конвертеров методом рентгеновской рефлектометрии, спектр конверсионного гамма-излучения и результаты измерений с лабораторным источником ^{252}Cf .

DOI: 10.31857/S0032816224060029 EDN: ELWQLQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтроннографические методы исследования конденсированных сред нашли широкое применение благодаря высокой проникающей способности медленных нейтронов, наличию у нейтрона магнитного момента и неоднородности изменения амплитуды когерентного рассеяния для различных массовых и зарядовых чисел ядер. В настоящий момент на станциях нейтронного рассеяния наиболее распространены системы регистрации нейтронов на основе проволочных ^3He -детекторов и сцинтилляционных детекторов, содержащих ^6Li . Для эффективной эксплуатации источников нейтронов нового поколения необходимо, чтобы станции нейтронного рассеяния были снабжены детекторными системами с рекордными загрузочной

способностью, пространственным и временным разрешениями. Анализ ожидаемых характеристик детектора тепловых и холодных нейтронов на основе плоскопараллельной резистивной камеры с пленкой карбида бора, обогащенной по изотопу $^{10}\text{B} > 95\%$, (^{10}B -ППРК) показал потенциал достижения субмиллиметрового пространственного разрешения (до 100 мкм), высокой эффективности регистрации медленных нейтронов ($>50\%$ в многослойной или наклонной архитектуре детектора) и быстрой синхронизации (временное разрешение менее 10 нс [1]). ППРК [2, 3] обладают рядом практических особенностей, например, нечувствительностью к магнитным полям, механизмом защиты от внутреннего разряда, высокой модульностью и масштабируемостью, а также низкой сто-

имостью на единицу площади. Уникальное сочетание рабочих характеристик делает этот тип детекторов перспективным для применения в нейтронографических экспериментах, национальной безопасности и геологии. Классическая архитектура ППРК представляет собой плоскую камеру, работающую в лавинном режиме, узкие газовые промежутки формируются высокоомными плавающими электродами, разделенными монофиламентной леской с толщиной до 400 мкм, сигнал индуцируется на стрипах, нанесенных на печатные платы по краям стека.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для создания прототипа ^{10}B -ППРК несколько пленок-конвертеров были нанесены на подложки из термополированного стекла в ESS Detector Coatings Workshop в университете Линкопига с помощью магнетрона постоянного тока Chewbacca CemeCon CC800/9 при температуре 400 градусов с толщинами 0.5, 1 и 2 мкм. Для определения структуры и плотности пленок использовался рентгеновский дифрактометр PANalytical Empyrean, материалом трубки которого являлась медь, а соотношение длин волн $K\alpha_2/K\alpha_1 = 0.500$ ($\lambda K\alpha_1 = 1.5405980 \text{ \AA}$, $\lambda K\alpha_2 = 1.5444260 \text{ \AA}$). Поскольку пленка была нанесена послойно, для изучения параметров структуры было принято решение об исследовании пленки толщиной 500 нм. Результаты измерения кривой отражения представлены на рис. 1.

Видно, что с ростом переданного импульса кривые отражения, полученные для пленок, на-

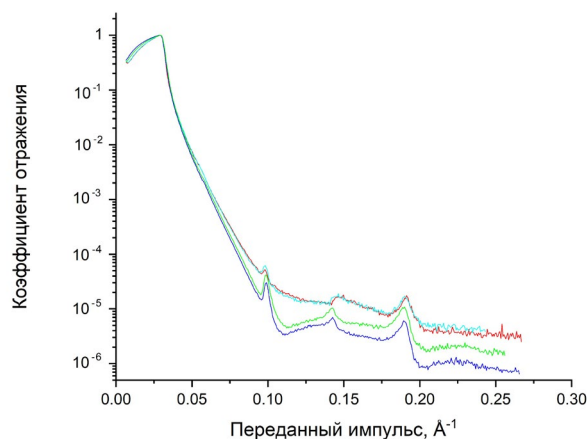


Рис. 1. Кривые отражения рентгеновских лучей от поверхности пленок-конвертеров толщиной 500 нм, нанесенных на подложки из термополированного стекла толщиной 280 и 400 мкм, снятые в двух точках для каждого образца.

несенных на подложки из термополированного стекла толщиной 400 мкм, спадают быстрее. Пленка-конвертер, нанесенная на подложку толщиной 400 мкм, обладает большей шероховатостью границ раздела слоев ввиду флуктуации этого параметра при нанесении, которая приводит к ослаблению зеркальной составляющей в соответствии с фактором Дебая—Уоллера [4].

Однако, несмотря на разницу в ослаблении при $Q > 0.005$, кривые демонстрируют высокую степень подобия, одинаковую величину критического угла, а также обладают дифракционными пиками при одних и тех же Q , что говорит о подобии в структурной организации слоев образцов. Подгонка по методу наименьших квадратов показала, что пленка обладает плотностью 2.47 г/см^3 и представляет собой сверхрешетку с характерными толщинами слоев 6.4 нм и 4.3 нм, пики от которых наблюдаются на рис. 1 в соответствии с условием Вульфа—Брэгга.

Следующим шагом в изучении пленок-конвертеров было измерение спектра конверсионного гамма-излучения. Его измерение проводилось с лабораторным источником нейтронов ^{252}Cf , окруженным пластиковым сферическим замедлителем. Стекло с $^{10}\text{B}_4\text{C}$ располагалось непосредственно на кристалле германиевого гамма-спектрометра Canberra GC10021, кристалл спектрометра и стекло с конвертером были окружены свинцовым колпаком толщиной 1 см. Результаты измерений представлены на рис. 2.

Захват теплового нейтрона ^{10}B приводит к распаду составного ядра по двум каналам:

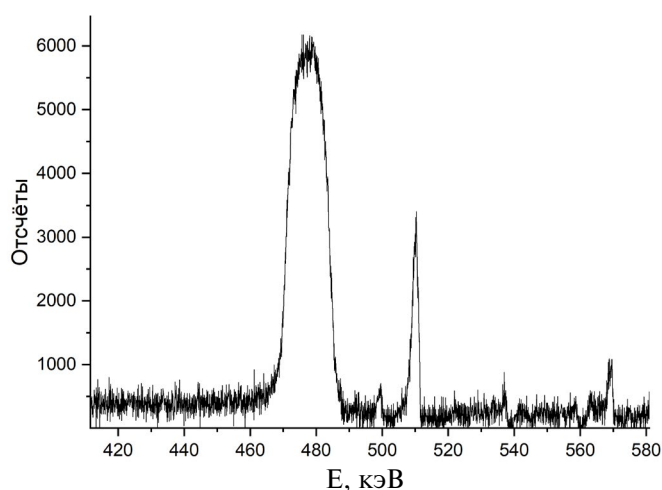
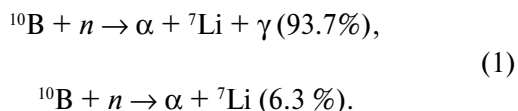


Рис. 2. Спектр характеристического гамма-излучения конверсии нейтронов ядрами ^{10}B .



Как следует из (1), помимо тяжелых заряженных частиц, примерно в 94% случаев реакция конвертации сопровождается вылетом гамма-кванта с энергией 478 кэВ [5]. Максимальный доплеровский сдвиг этого перехода рассчитан в работе [6] и составил 7.6 кэВ. Поскольку уровень 478 кэВ имеет спин $I = 1/2$, γ -излучение будет испускаться изотропно в системе центра масс относительно направления спина Li. Следовательно, в случае неполяризованных ядер бора и без учета разрешения детектора форма линии будет прямоугольной с максимальным уширением 15.2 кэВ. За время жизни, составляющее около 102 фс [7], возбужденные ядра ${}^7\text{Li}$ могут столкнуться с окружающим веществом до того, как произойдет испускание фотона с энергией 478 кэВ, потеряв таким образом часть или всю свою энергию. Можно предположить, что вместо одной прямоугольной линии пик с энергией 478 кэВ состоит из гистограммного суммирования нескольких прямоугольников. Для каждого из этих прямоугольников его ширина будет зависеть от скорости ядер ${}^7\text{Li}$, а высота — от времени жизни уровня посредством закона экспоненциального затухания, как было продемонстрировано в работе [8].

В итоге, взаимодействие собственного γ -излучения с конструкционными материалами детектора, а в особенности со стеклами-электродами, приводит к генерации электронов внешнего фотоэффекта, которые дают вклад в амплитудный спектр энергосодержания в виде низкоэнергетичного малоинтенсивного пика [9], поддающегося разделению n/γ .

Внутренний и внешний виды прототипа детектора ^{10}B -ППРК представлены на рис. 3.

Архитектура и конструкционные материалы подробно описаны в [9]. На рис. 3 справа представлены печатные платы, на которые полиамидным скотчем закреплены стекла-электроды, на обоих стеклах с внешней стороны от газового промежутка нанесена полупроводящая эмаль для формирования потенциала, потенциал на эмаль подается с медной полоски, соединенной с разъемом SHV кабелем МГТФ 0.5. На одной из плат располагаются отверстия, в которых закреплены пластиковые винты, они позволяют зафиксировать спейсеры в газовом промежутке и детектор в корпусе. На второй плате располагается стекло, на котором, помимо эмали, нанесена пленка $^{10}\text{B}_4\text{C}$ толщиной 2 мкм, располагающаяся непосредственно в газовом промежутке. После захвата ядром ^{10}B нейтрона образуется составное ядро, которое распадается в соответствии с (1). В силу того, что продукты конвертации разлетаются в противоположных

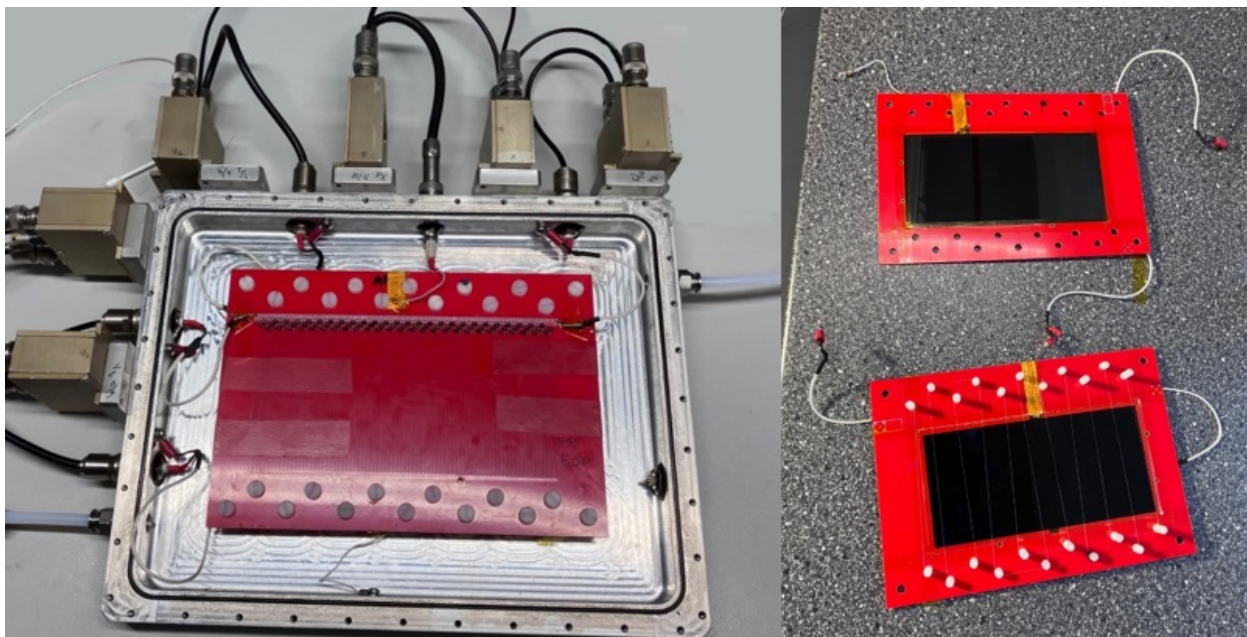


Рис. 3. Внутренний и внешний виды прототипа детектора ^{10}B -ППРК.

направлениях, в газовый промежуток выходит только одно из дочерних ядер. Это ядро вызывает рождение кластеров первичной ионизации ($e-I$), первый из которых появится непосредственно у поверхности конвертера. Для повышения надежности и эффективности регистрации путь электронов до ионизации делается равным ширине всего газового промежутка путем приложения на электрод без пленки-конвертера положительного потенциала. Движение электронов первичной ионизации под действием приложенного электрического поля будет вызывать вторичную ионизацию. Этот процесс носит лавинообразный характер и определяется в основном давлением газа, величиной напряженности поля и потенциалом ионизации молекул газа. Движение заряда лавины индуцирует сигнал на считывающие электроды-стрипы.

Изучение работоспособности прототипа также было выполнено с использованием лабораторного источника ^{252}Cf , окруженного пластиковым сферическим замедлителем, схема измерения приведена на рис. 4.

Помимо источника нейтронов, в измерениях использовались: баллон тетрафторэтана ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$),

который коммерчески доступен и производится как хладагент R-134A с ротаметром для контроля расхода газа, скорость продувки составила $3 \text{ см}^3/\text{мин}$; источник высокого напряжения и диджитайзер фирмы CAEN; 5 предусилителей, из которых один — анодный (канал 0) с $K=800$, который является триггером и открывает окно в 300 нс для сигналов с линий задержки, и четыре — с концов линии задержки (каналы 2–5), по два на каждую координату, с $K=1200$. Для определения координаты используется линия задержки, к которой подключены считывающие стрипы. После индукции сигнала на стрипы он начинает распространяться по линии задержки в направлениях обоих концов. Линия задержки — набор L - и C -компонент, каждая пара которых задерживает распространяющийся сигнал на время \sqrt{LC} . Определение координаты взаимодействия нейтрона с ^{10}B происходит по разности времени прихода сигнала на концы линии задержки. Для линии задержки использовались катушки 95 нГн и конденсаторы 39 пФ фирмы Murata. Размеры рабочей области детектора составили $75 \times 150 \text{ мм}^2$, а общая длительность линий задержки — 118 и 236 нс для x - и y -координат



Рис. 4. Схема измерения.

соответственно. Реализация метода линии задержки позволяет существенно сократить количество требуемых каналов регистрации при сохранении высокого пространственного разрешения, которое при реализации метода следящего порога (leading edge) определяется частотой дискретизации диджитайзера, в CAEN6730 она составляет 500 МГц [10]. Данные результатов измерений при квазиравномерной засветке представлены на рис.5.

На рис.5а наблюдаются несколько аномалий, а именно: снижение плотности засветки по бокам в форме подковы, обусловленное экранированием индукции сигнала на считывающие стрипы медными полосками, подающими напряжение; снижение плотности засветки в верхней части детектора, обусловленное несимметричным расположением подающих напряжение медных полосок; резкий рост плотности засветки в центре детектора часто

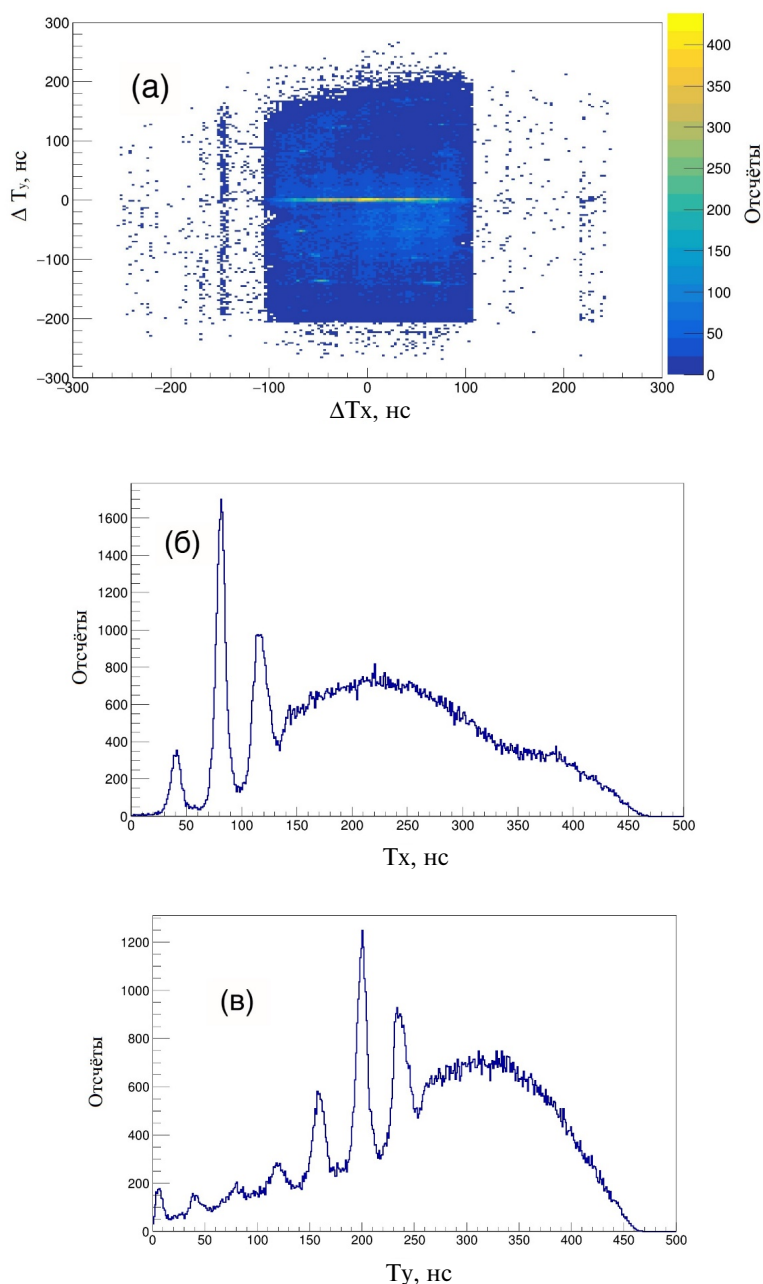


Рис. 5. Данные результатов измерений детектором ^{10}B -ППРК лабораторного источника ^{252}Cf , окруженного пластиковым сферическим замедлителем: **а** — квазиравномерная засветка; **б** — сумма времени прихода сигналов на оба конца x -линии задержки относительно анода; **в** — сумма времени прихода сигналов на оба конца y -линии задержки относительно анода.

встречается в детекторах медленных нейтронов и обусловлен потоком гамма-квантов, который часто сопровождает нейтронный поток и обладает большей плотностью; последняя аномалия связана с периодическим ростом плотности засветки в виде линий с постоянным шагом, что связано с наличием в газовом промежутке спейсеров, загрязненных потожировыми следами в процессе изготовления прототипа. Приведенные выше аномалии обусловлены конструктивными особенностями прототипа и могут быть устранены.

На рис. 5б и 5в представлены суммы времени прихода сигналов на оба конца линии задержки для x - и y -координат соответственно. Они содержат, помимо основного пика, соответствующего общей длительности линии задержки, побочные пики. Побочные пики возникают в сумме времени прихода сигнала из-за осциллирующей формы некоторых анодных сигналов (рис. 6а).

Ввиду осциллирующей формы анодного сигнала триггер на открытие временного окна для сигналов с линий задержки срабатывает от разных частей колебания, из-за чего на спектре сумм времени прихода сигналов появляются пики с частотой следования, соответствующей частоте осцилляций анодного сигнала (см. рис. 5б и 5в). Этот эффект авторы связывают с накоплением ионов и последующей вынужденной разрядкой детектора. Предполагается, что добавление электроотрицательного газа для “нейтрализации” ионов (например SF_6) и газа с большим потенциалом ионизации и колебательными переходами низлежащих уровней (например CH_4 или CF_4) подавит этот эффект [11].

При выделении из спектров сигналов, соответствующих пикам общей длительной задержки линий x и y , были получены результаты, представленные на рис. 7.

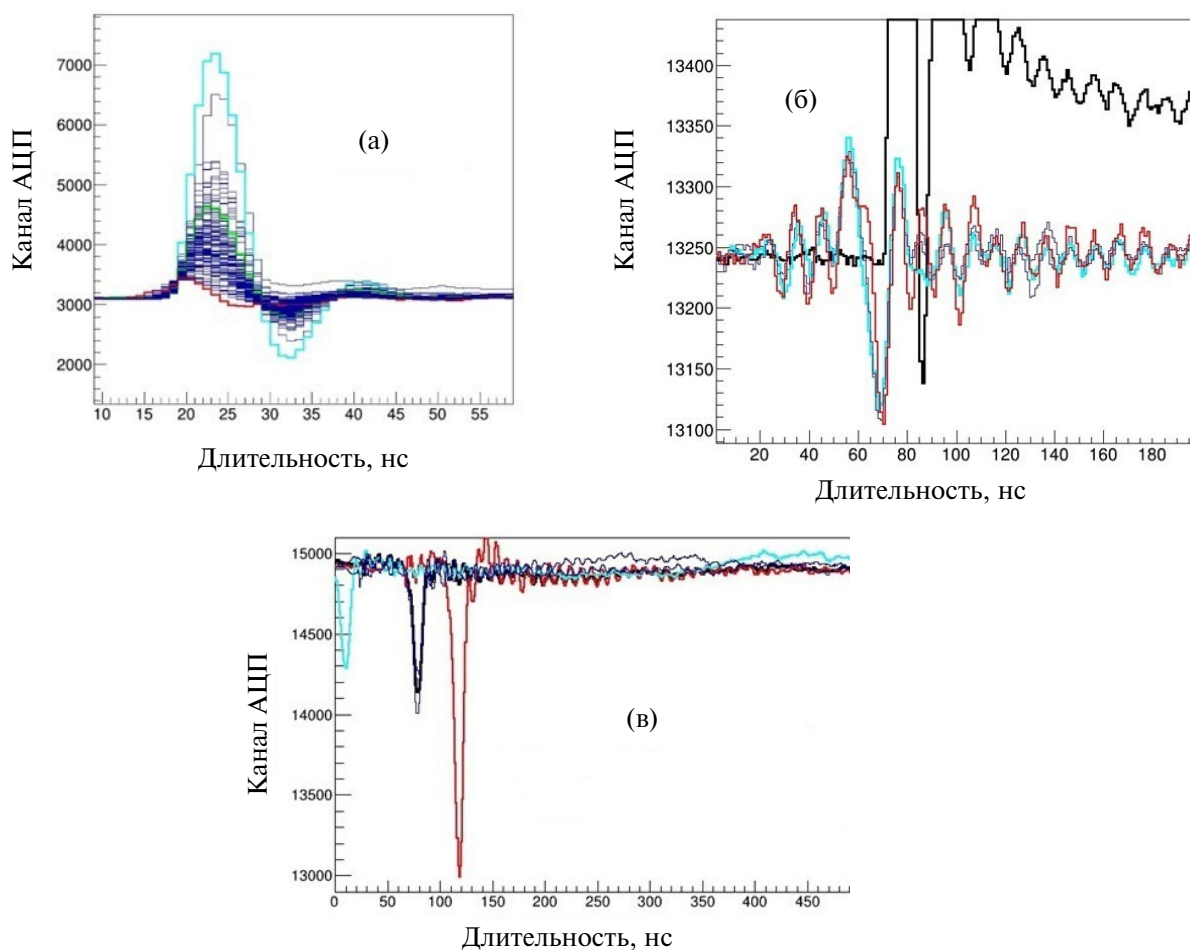


Рис. 6. Формы сигнала: **а** — нормальная форма анодного сигнала, **б** — осциллирующая форма анодного сигнала, **в** — расположение сигналов с линии задержки во временном окне, открываемом разными частями колебания осциллирующего анодного сигнала.

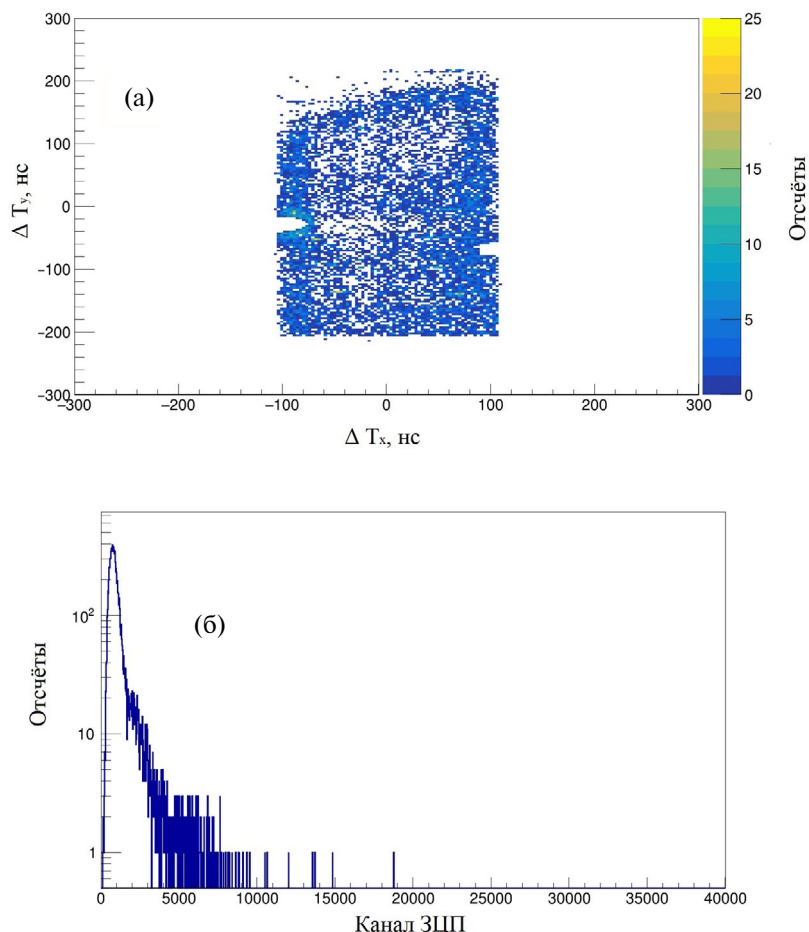


Рис. 7. Результат измерений квазиравномерной засветки (а) и амплитудный спектр (б) для выделенных из массива данных, соответствующих полным длительностям линий задержки.

На рис. 7а отчетливо видно, что аномалии, связанные с конструкционными особенностями, никуда не исчезли, а вот резкий рост плотности засветки в центре детектора был подавлен. Распределение амплитуд “чистых” сигналов соответствует распределению Ландау, что было спрогнозировано путем Монте-Карло-моделирования детектора [9].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание детектора большой площади на основе ^{10}B -ППРК для станций нейтронного рассеяния является нетривиальной задачей, требующей разрешения большого количества конструкционных и операционных трудностей, связанных с повышением качества получаемых данных, надежности и эффективности регистрации детекторной системы. Созданный прототип продемонстрировал многообещающие результаты, что говорит о необходимости дальнейшего развития

позиционно-чувствительных детекторов тепловых и холодных нейтронов на основе ^{10}B -ППРК.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Роберта Холл-Уилтона, Чжун-Чуань Лай и Линду Робинсон за помощь в нанесении пленок-конверторов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках соглашения № 075-10-2021-115 от 13.10.2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blanco A., Cabanelas P., Belver D. et al. // Nucl. Instr. and Meth. A. 2009. V. 602. P. 691.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.12.091>

2. *Santonico R., Cardarelli R.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. 1981. V. 187. P. 377.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(81\)90363-3](https://doi.org/10.1016/0029-554X(81)90363-3)
3. *Cardarelli R., Di Ciaccioet A., Santonico R.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. 1993. V. 333. P. 399.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91182-M](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91182-M)
4. *Zhou X.-L., Sow-Hsin Chen S.-H.* // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 223.
[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00110-O](https://doi.org/10.1016/0370-1573(94)00110-O)
5. *De Oliveira J.M.Jr.* // Applied Physics and Instrumentation. Braz. J. Phys. 2005. V. 35 (3b).
<https://doi.org/10.1590/S0103-97332005000500018>
6. *Kok P.* Capture of thermal neutrons in ^{10}B and ^6Li applications in spectroscopy and in the study of weak nucleon interactions. PhD Thesis (defense: Jul, 1986; Report number: ECN-184).
7. *Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E.* Neutron Cross Sections: Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections, Part A: $Z = 1-60$. Elsevier Science, New York, 1981.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-509701-7.X5001-9>
8. *Deruytter A.J., Pelfer P.* // J. Nucl. Energy. 1967. V. 21. P. 833.
[https://doi.org/10.1016/0022-3107\(67\)90094-9](https://doi.org/10.1016/0022-3107(67)90094-9)
9. *Петрова М.О., Антонов С.В., Боднарчук В.И.* // Прикладная физика и математика. 2023. Т. 5. С. 57.
<https://doi.org/10.25791/pfim.06.2023.1282>
10. Caen User Manual UM5960, CoMPASS: Multiparametric DAQ Software for Physics Applications. Rev. 20 — September 23rd. 2022.
11. *Гайнов Р.Р., Дулов Е.Н., Вагизов Ф.Г.* Регистрация радиоактивности. Счетная характеристика счетчика Гейгера. Учебно-методическое пособие. Казань: Казанский (Приволжский) федеральный ун-т, 2013.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ CsI И SrI₂(Eu) СО СЪЕМОМ СИГНАЛА КРЕМНИЕВЫМИ ФОТОУМНОЖИТЕЛЯМИ С ПОРОГОМ РЕГИСТРАЦИИ НИЖЕ 200 эВ

©2024 г. А. Г. Баранов^{a,b,*}, А. П. Ивашкин^a, С. А. Мусин^{a,c}, Г. Х. Салахутдинов^{b,**},
А. О. Стрижак^{a,c}

^aИнститут ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 27

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

^cМосковский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)
Россия, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

*e-mail: baranov@inr.ru

**e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 22.03.2024 г.

После доработки 07.05.2024 г.

Принята к публикации 21.06.2024 г.

Обсуждаются концепции детекторов из неорганических сцинтилляторов CsI(pure) и SrI₂(Eu) со съемом светового сигнала матрицами кремниевых фотоумножителей. Данные детекторы предполагается использовать при низких температурах для регистрации сигналов со сверхнизким энерговыделением. Приводятся результаты измерения светосбора прототипов детекторов. Получены удельные светосборы на уровне 30–40 фотоэлектронов на один кэВ выделенной в детекторах энергии. Исследованы зависимости тепловых шумов и оптической связи кремниевых фотоумножителей от температуры. Показано, что использование детекторов при отрицательных температурах позволяет эффективно подавить шумы фотодетекторов и обеспечить порог регистрации на уровне нескольких фотоэлектронов. Данные детекторы могут быть востребованы в различных фундаментальных и прикладных областях, в частности, в физике низкоэнергетических нейтрино.

DOI: 10.31857/S0032816224060037 EDN: ELVLDH

1. ВВЕДЕНИЕ

Важнейшими задачами современной физики элементарных частиц являются исследования когерентного рассеяния реакторных нейтрино на ядрах и детектирование низкоэнергетических нейтрино из бета-распадов различных радиоизотопов. В обоих случаях в детекторах нейтрино будет выделяться энергия около или значительно ниже 1 кэВ. Кроме того, поиск магнитного момента нейтрино также требует регистрации сверхнизких энергий отдачи электронов. Так, в эксперименте по поиску магнитного момента

с использованием тритиевого источника [1] энергия нейтрино не превышает 18 кэВ, а энергия отдачи электронов при взаимодействии соответствующих нейтрино в детекторе будет меньше 1 кэВ.

В качестве детекторов нейтрино с порогом регистрации ниже 1 кэВ в основном рассматриваются благородные газы при низких температурах. Наиболее перспективными считаются детекторы на основе жидкого ксенона, которые уже работают или создаются в экспериментах RED100[2], COHERENT [3], XENONnT и др.

В новых проектах экспериментов CoGeNT [4], GEMMA [5], COHERENT [3] в качестве альтернативы рассматриваются криогенные полупроводниковые детекторы на основе германия. В будущем эксперименте по поиску магнитного момента нейтрино [1] предлагается использовать сразу несколько вариантов детекторов из жидкого гелия, кремния и неорганических сцинтилляторов. Использование неорганических сцинтилляторов с уникально высоким световым выходом и сравнительно небольшим размером, а также современных кремниевых фотоумножителей с высокой квантовой эффективностью регистрации света позволяет создавать отдельные детекторные модули с порогом регистрации энергии 100–200 эВ.

В последние годы появилось несколько работ с предложением в качестве детекторов со сверхнизким порогом регистрации использовать неорганические сцинтилляторы из чистого иодида цезия CsI(pure) без добавления активатора. Первые измерения, проведенные около двадцати лет назад, указывают на уникальный световой выход этих сцинтилляторов, работающих при температуре жидкого азота. Например, в работе [6] показано, что при температурах ниже 100 К световой выход кристалла CsI(pure) достигает 120 тыс. фотонов/МэВ. В недавней работе [7] представлены измерения небольшого прототипа CsI(pure) детектора с использованием одного криогенного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Авторами получен удельный светосбор около 33 фотоэлектронов/кэВ. В этой же работе предложен детектор нейтрино с использованием CsI(pure) сцинтиллятора размером $10 \times 10 \times 10$ см³ и матриц кремниевых фотоумножителей (SiPM), размещенных с двух противоположных сторон кристалла. Моделирование распространения света в таком детекторе указывает на возможность получения удельного светосбора около 50 фотоэлектронов/кэВ и порога регистрации около 40 эВ в электронном эквиваленте энерговыделения. Получены указания, что для этого типа сцинтиллятора энергия отдачи ядра также может быть измерена с порогом 40 эВ. В этом случае возможна регистрация когерентного рассеяния нейтрино с энергией порядка 1 МэВ. Однако в другой работе [8] показано, что эквивалентное энерговыделение от отдачи ядра будет почти на порядок меньше, чем от электрона отдачи, что приводит к порогу регистрации ядра отдачи около 400 эВ.

Несмотря на то, что в приведенных выше работах по исследованию образцов CsI(pure) сцинтилляторов использовались классические вакуумные фотоэлектронные умножители (ФЭУ), авторы предлагают использовать кремниевые фотоумножители (SiPM) в реальных детекторах. Данный выбор фотодетекторов обусловлен несколькими факторами. В частности, принципиальный фактор связан с радиационной чистотой SiPM, в то время как в фотокатодах ФЭУ имеется примесь радиоактивного изотопа калия ⁴⁰K, имитирующего полезный сигнал в детекторе. Компактность и относительная дешевизна кремниевых фотоумножителей позволяет создавать матрицы фотодетекторов с требуемыми размерами и конфигурациями. Квантовая эффективность регистрации света коммерчески доступных SiPM достигает 50%, что примерно в 2 раза превышает значение этого параметра для традиционных ФЭУ.

Существенным недостатком кремниевых фотоумножителей является их тепловой шум, порядка 100 кГц/мм² при комнатных температурах. Однако этот недостаток можно компенсировать эксплуатацией фотодетекторов при криогенных температурах. Так, при температуре жидкого азота уровень шума падает на несколько порядков [9] и достигает 0.2 Гц/мм², что позволяет регистрировать предельно низкие световые сигналы на уровне нескольких фотонов.

2. ПАРАМЕТРЫ ПРОТОТИПОВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ CsI(PURE)

С целью определения величины удельного светосбора со сцинтилляторов CsI(pure) со съемом светового сигнала с помощью SiPM нами были проведены измерения нескольких образцов таких кристаллов с использованием матриц кремниевых фотоумножителей MPPCS14161-3050HS-04 фирмы Hamamatsu (Япония). В работе использовались CsI(pure) кристаллы размером $15 \times 15 \times 15$ мм³ и $15 \times 15 \times 25$ мм³ производства Института неорганической химии (ИНХ РАН, Новосибирск). Боковые грани кристаллов были обернуты отражателем из фторопластовой ленты, а две матрицы фотодетекторов были размещены с противоположных торцов сцинтиллятора. Сцинтилляторы вместе с фотодиодными матрицами были помещены непосредственно в термостат с жидким азотом. Сигнал с фотодетекторов усиливался и формировался усили-

телем, размещенным непосредственно рядом с детектором, но вне объема с жидким азотом.

Амплитудная калибровка SiPM выполнялась по спектру шумовых сигналов SiPM, показанном на рис. 1а. Как видно, амплитудный спектр представляет собой набор пиков, соответствующим различному количеству фотоэлектронов. Расстояние между соседними пиками соответствует амплитуде одноэлектронного импульса и равно 6000 каналам АЦП. Спектр амплитуд от гамма-квантов источника ^{57}Co показан на рис. 1б. Легко видеть, что амплитуда сигнала с одной SiPM-матрицы соответствует 18 фотоэлектронам/кэВ, что эквивалентно 36 фотоэлектронам/кэВ для суммы сигналов с двух фотодетекторов, размещенных на противоположных гранях сцинтиллятора CsI(pure).

В случае использования сцинтиллятора большего размера ($15 \times 15 \times 25 \text{ мм}^3$) удельный светосбор одного фотодетектора составил около 15 фотоэлектронов/кэВ, или эквивалентно 30 фотоэлектронов/кэВ для случая двух матриц кремниевых фотоумножителей. Таким образом, увеличение объема сцинтиллятора почти в 2 раза привело к уменьшению светосбора на 20%, что является достаточно оптимистичным результатом. С учетом размеров сцинтилляторов CsI(pure) и фотодетекторов полученный светосбор со съемом светового сигнала кремниевыми фотоумножителями сравним со светосбором, использующим традиционные вакуумные ФЭУ.

Чтобы убедиться в возможности регистрации сигналов на уровне нескольких фотоэлектронов, были проведены измерения уровня шума SiPM при температуре жидкого азота. На рис. 2

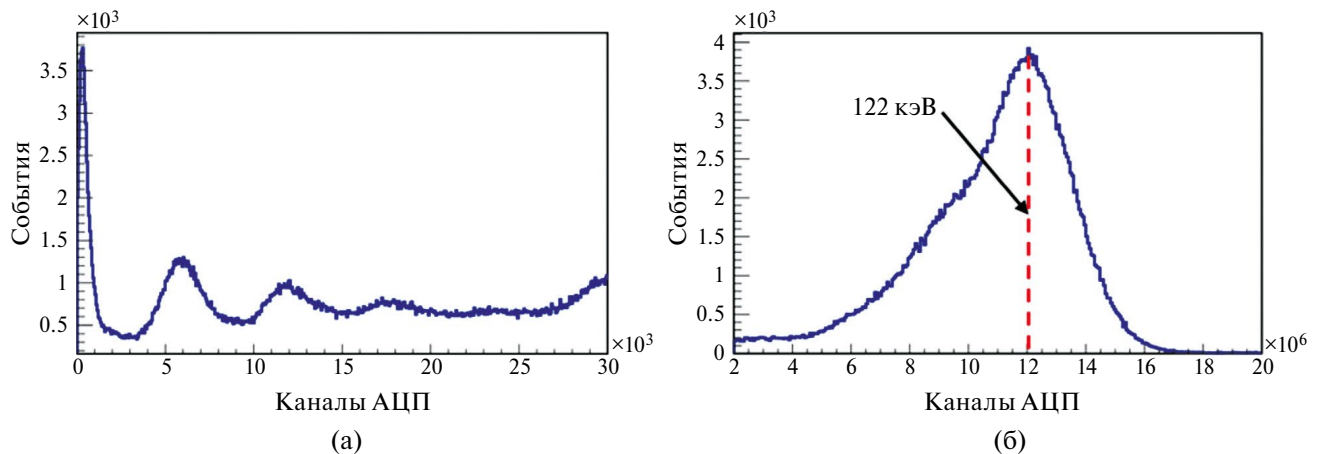


Рис. 1. Амплитудные спектры шумов (а) и гамма-излучения от источника ^{57}Co (б), полученные при измерениях на сцинтиляторе CsI(pure) размером $15 \times 15 \times 15 \text{ мм}^3$.

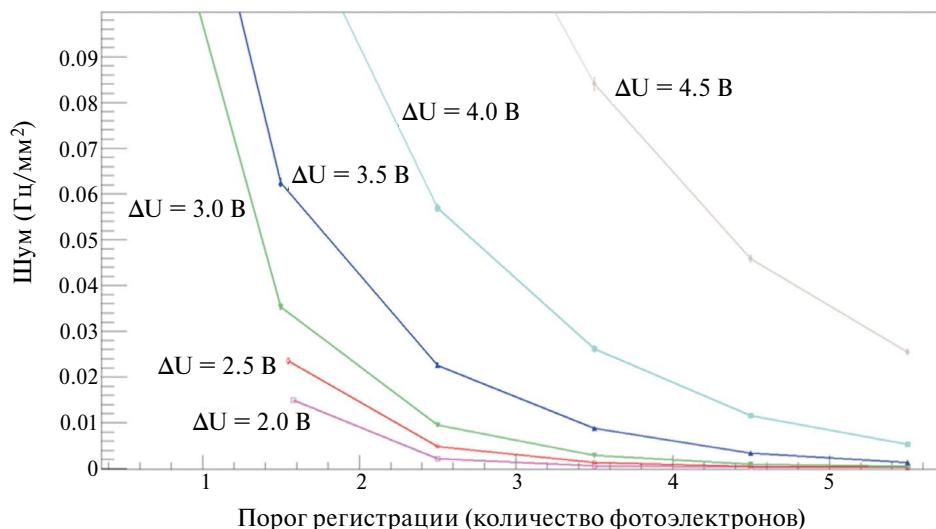


Рис.2. Зависимость частоты теплового шума от порога регистрации при различных значениях перенапряжения на кремниевом фотоумножителе.

приведены зависимости частоты шума от порога регистрации при различных значениях перенапряжения (разницы между приложенным напряжением и напряжением пробоя). Как видно, в зависимости от величины перенапряжения и порога регистрации уровень шума составляет от 0.01 Гц/мм² до 0.1 Гц/мм². Для коммерчески доступных матриц кремниевых фотоумножителей с размером активной области около 150 мм² суммарный тепловой шум составит несколько герц. Дополнительная временная обработка сигналов, например требование совпадения сигналов в двух SiPM-матрицах с противоположных сторон сцинтиллятора, может подавить шум до пренебрежимо малого уровня, что позволит измерять сигналы с порогом регистрации на уровне нескольких фотоэлектронов.

Таким образом, использование сцинтилляторов CsI(pure) и кремниевых фотоумножителей при температуре жидкого азота позволяет создавать детекторы с порогом регистрации в несколько фотоэлектронов, что, с учетом полученного удельного светосбора 30–40 фотоэлектронов/кэВ, эквивалентно энергетическому порогу от 100 эВ. Однако дальнейшие исследования выявили ряд проблем в использовании такого детектора. Во-первых, полученный светосбор не был скорректирован на величину оптической связи кремниевых фотоумножителей, которая может достигать 100% при температуре жидкого азота [10], т.е. скорректированный светосбор может быть в 2 раза меньше. Во-вторых, работа нескольких типов SiPM достаточно неустойчива при этой температуре, в частности, из-за вымораживания носителей заряда в полупроводниках при температуре менее –100°C. В-третьих, при температуре жидкого азота спектр излучения сцинтиллятора CsI(pure) смещается в ультрафиолетовую область 350 нм, где квантовая эффективность фотодетекторов резко падает. В-четвертых, при таких температурах не существует материалов, обеспечивающих оптический контакт между сцинтиллятором и фотодетектором, а воздушный контакт приводит к значительной (десяткам процентов) потере света. Наконец, сцинтиллятор CsI(pure) обладает внутренней радиоактивностью из-за наличия изотопа ¹³⁷Cs, концентрация которого зависит от места извлечения сырья для изготовления сцинтиллятора, и не может быть уменьшена химическими методами очистки сырья [11, 12]. Таким образом, использование сцинтиллято-

ров CsI(pure) при температурах жидкого азота имеет ряд существенных недостатков, которые напрямую сказываются как на энергетическом пороге регистрации, так и на чувствительности детектора к измеряемому эффекту. Данных недостатков можно избежать, если использовать низкофоновый сцинтиллятор, имеющий сравнимую величину световыхода при более высоких температурах эксплуатации.

3. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР $\text{SrI}_2(\text{Eu})$

В последние годы началось активное использование перспективного сцинтиллятора $\text{SrI}_2(\text{Eu})$, который имеет рекордный световой выход порядка 120 000 фотонов/МэВ уже при комнатной температуре [13]. Уникальное энергетическое разрешение $\text{SrI}(\text{Eu})$ сцинтилляторов [14] (ниже 3% для 662 кэВ линии гамма-источника ¹³⁷Cs) и высокая эффективность регистрации гамма-квантов обусловили коммерческое использование $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ для идентификации изотопов в различных прикладных исследованиях. По сравнению с CsI(pure) сцинтиллятор $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ не имеет собственной внутренней радиоактивности [15], что позволяет проводить низкофоновые измерения. Максимум в спектре излучения сцинтиллятора, равный 420 нм, соответствует максимальной квантовой чувствительности как традиционных вакуумных, так и кремниевых фотоумножителей. Такие уникальные свойства $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ сцинтилляторов открывают перспективы их использования в качестве детекторов нейтрино со сверхнизким порогом регистрации.

В настоящее время существует ряд коммерческих $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ детекторов со съемом сигнала кремниевыми фотоумножителями. Чтобы проверить возможность использования таких детекторов с порогом регистрации ниже 1 кэВ, нами был исследован один из таких детекторов производства компании CapeScint (США) с кубическим $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ сцинтиллятором размером 13×13×13 мм³. Сцинтиллятор считывался матрицей из четырех SiPMARRAYJ–60035–64P производства компании Sensl (США). В работе использовались такие же усилитель сигналов и считывающая электроника, как и при изучении детекторов на основе CsI(pure) сцинтиллятора.

Исследование концепции работы $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ детектора при сверхнизком энергетическом пороге

регистрации проводилось в два этапа. На первом этапе исследовались светосбор и отклик самого детектора к гамма-квантам низких энергий. Отметим, что эксплуатация детектора предполагается при температурах до -60°C . Как показано в работе [9], при этой температуре достигается наиболее резкий спад тепловых шумов кремниевых фотоумножителей. В то же время частота тепловых шумов кремниевых фотоумножителей при температуре -60°C не является оптимальной и требует дополнительного подавления.

На рис. 3 слева показан спектр шумов фотодиодной матрицы с четко выраженными пиками, соответствующими дискретной структуре амплитуды шумов. Данный спектр используется для амплитудной калибровки детектора, поскольку расстояние между соседними пиками соответствует одному фотоэлектрону. На соседнем рисунке представлен амплитудный спектр сигналов с детектора, полученный при его облучении гамма-источником ^{241}Am . Самый правый пик в спектре соответствует энерговыделению

60 кэВ, для которого количество фотоэлектронов равно 2137 ф.э. Таким образом, удельный светосбор сцинтилляционного детектора $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ составляет 35.6 ф.э./кэВ.

4. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

На втором этапе исследовались температурные параметры SiPM матрицы ARRAYJ-60035-64P, используемой в детекторе $\text{SrI}_2(\text{Eu})$, а именно частота тепловых шумов и величина оптической связи в кремниевых фотоумножителях, которая приводит к завышенной величине регистрируемого сигнала из-за паразитного срабатывания нескольких пикселей при регистрации всего одного фотона. В обоих типах измерений использовались низкоамплитудные спектры сигналов с SiPM-матрицы, набранные при облучении фотодетектора сверхслабыми световыми вспышками от светодиода. Примеры таких спектров для двух температур окружающей среды показаны на рис. 4. Здесь первый пик в спектре

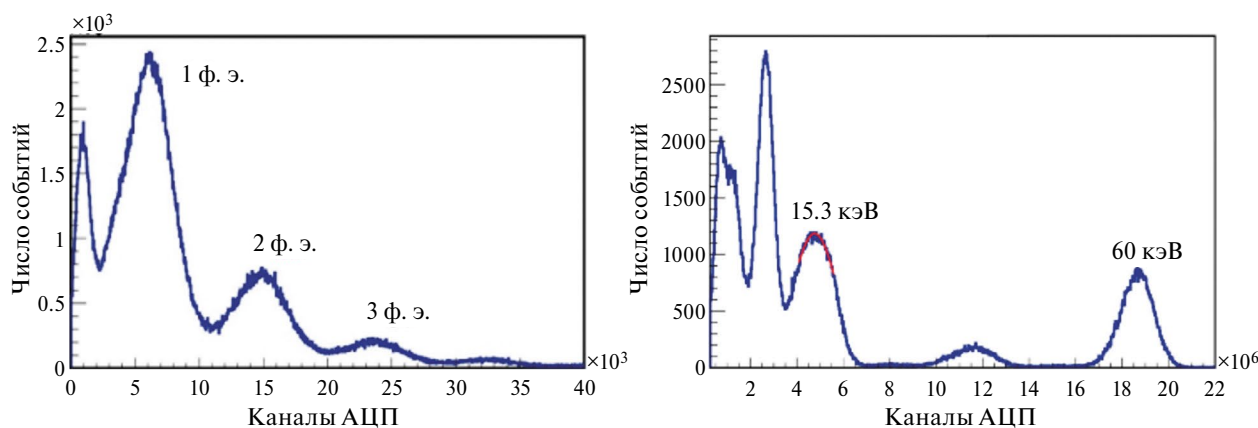


Рис. 3. Амплитудные спектры шумов SiPM матрицы (слева) и гамма-излучения от источника ^{241}Am (справа) для сцинтиллятора $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ размером $13 \times 13 \times 13 \text{ мм}^3$.

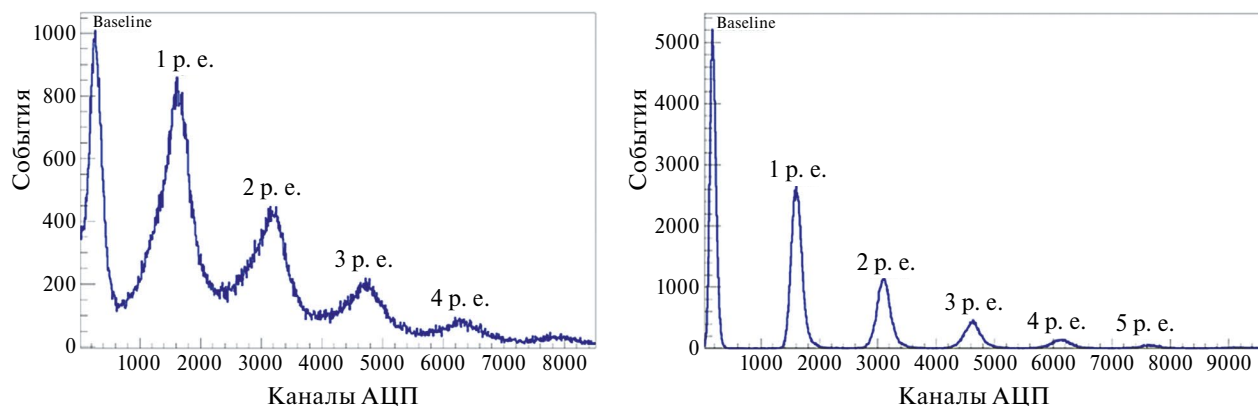


Рис. 4. Низкоамплитудные спектры сигналов с SiPM-матрицы при температуре $+6^{\circ}\text{C}$ (слева) и -65°C (справа).

соответствует пьедесталу (базовой линии) АЦП, а последующие пики, расположенные на равных расстояниях друг от друга, соответствуют амплитудам сигналов, различающимся на один фотоэлектрон.

Представленные на рис. 4 спектры позволяют легко выполнить амплитудную калибровку фотодетектора, используемую при исследовании зависимости интенсивности тепловых шумов от температуры SiPM-матрицы. Зависимость частоты шума от температуры SiPM при нескольких амплитудных порогах регистрации сигнала представлена на рис. 5. Как видно, охлаждение фотодетектора от комнатной температуры до -65°C позволяет уменьшить интенсивность тепловых шумов почти на 3 порядка. Тем не менее при пороге регистрации 0.5 фотоэлектрона (учитывается шум на уровне одного фотоэлектрона) минимальная частота шума составляет около 30 Гц, что более, чем на порядок, превышает аналогичный шум при температуре жидкого азота. Поскольку в SiPM-матрице используются четыре индивидуальных фотодиода, можно потребовать одновременную регистрацию в нескольких фотодиодах, а также наличие нескольких одноэлектронных сигналов в одном фотодиоде. Согласно оценкам, такой временной анализ сигналов позволит дополнительно подавить тепловые шумы на три и более порядка и минимизировать их влияние на полезные сигналы.

Измерить величину оптической связи можно с помощью амплитудного спектра от слабых световых импульсов с использованием свойств распределения Пуассона и количества пьедестальных событий, см. рис. 4. Среднюю амплитуду спектра $N_{p.e.}^{\text{det}}$ на рис. 4, выраженную в количестве фотоэлектронов, легко определить, выполнив амплитудную калибровку шкалы АЦП. С другой стороны, распределение Пуассона дает среднюю величину

$$N_{p.e.}^{\text{init}} = \ln \frac{N_{\text{tot}}}{N_{\text{ped}}},$$

где N_{tot} — полное количество событий в спектре, а N_{ped} — количество событий в пьедестале.

Разница в средних значениях, определенных двумя способами, обусловлена отклонением амплитудных распределений от пуассоновских,

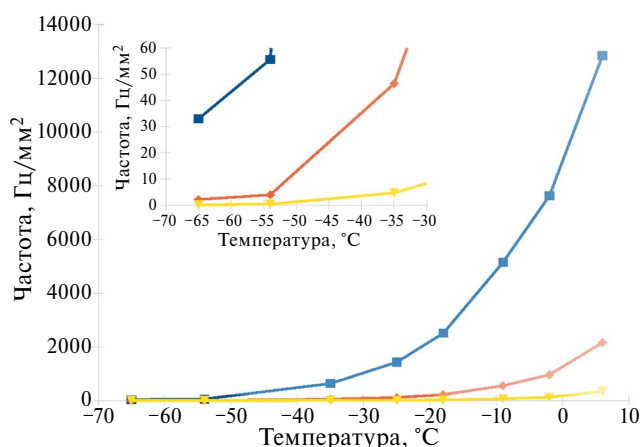


Рис. 5. Зависимость частоты тепловых шумов от температуры SiPM для разных амплитудных порогов регистрации при величине перенапряжения 3.5 В.

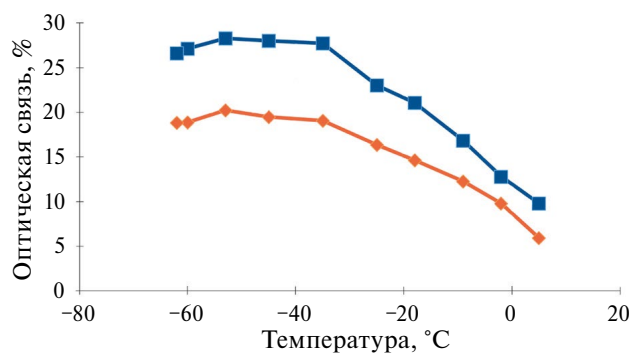


Рис. 6. Зависимость величины оптической связи между пикселями SiPM от температуры фотодетектора при для двух значений перенапряжения 3.5 В (красные точки) и 4.5 В (синие точки).

вызванным наличием исследуемого эффекта. Величина оптической связи будет определена как

$$Cr.T. = \frac{N_{p.e.}^{\text{det}} - N_{p.e.}^{\text{init}}}{N_{p.e.}^{\text{init}}}$$

Температурная зависимость величины оптической связи между пикселями SiPM представлена на рис. 6 для двух значений перенапряжения 3.5 В и 4.5 В. Как видно, оптическая связь растет с понижением температуры и достигает 20–27% в зависимости от напряжения на фотодетекторе.

Таким образом, чтобы получить корректное значение удельного светосбора, нужно измеренное значение скорректировать на величину оптической связи. В случае работы фотодетек-

тора с пониженным напряжением коррекция достигает 20%.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнены измерения несколько прототипов детекторов нейтрино со сверхнизким энергетическим порогом регистрации на основе двух типов неорганических сцинтилляторов с уникально высоким световым выходом. Съем светового сигнала со сцинтилляторов осуществлялся матрицами кремниевых фотоумножителей.

Сцинтиллятор CsI(pure) размером $15 \times 15 \times 15$ мм³ при считывании света двумя фотодетекторами с противоположных сторон кристалла и при температуре жидкого азота показал удельный светосбор около 18 фотоэлектронов/кэВ с одной SiPM-матрицы, что соответствует 36 фотоэлектронам/кэВ для суммы сигналов с двух фотодетекторов. Детектор объемом почти в два раза больше и размером $15 \times 15 \times 25$ мм³ имеет на 20% меньший светосбор, равный 30 фотоэлектронов/кэВ. Отметим, что полученный светосбор не был скорректирован на величину оптической связи между пикселями SiPM, которая может достигать 100% при температуре жидкого азота.

В связи с технологическими сложностями работы при криогенных температурах, смещением спектра излучения CsI(pure) сцинтиллятора в ультрафиолетовую область и неоптимальными параметрами кремниевых фотоумножителей при этих температурах нами было предложено использовать перспективный сцинтиллятор SrI₂(Eu), имеющий уникальный световой выход более 120 000 фотонов/МэВ уже при комнатной температуре. Для снижения частоты тепловых шумов фотодетекторов в виде компромисса предложена эксплуатация детектора при умеренно низких температурах, около -60°C . Было показано, что при этой температуре шумы кремниевых фотоумножителей уменьшились на три порядка. За счет временного анализа сигналов с матриц фотодетекторов возможно дополнительное подавление шумов на три порядка, что позволяет регистрировать полезный сигнал на уровне в несколько фотоэлектронов. Измерения коммерческого SrI₂(Eu) показали, что удельный светосбор одной матрицей кремниевых фотоумножителей составляет около 40 фотоэлектронов/кэВ до коррекции на величину оп-

тической связи и около 30 фотоэлектронов/кэВ после коррекции. Это позволит регистрировать полезные сигналы с энергетическим порогом 100–200 эВ.

Таким образом, использование перспективных неорганических сцинтилляторов с уникально высоким световым выходом и большой плотностью дает возможность создавать небольшие модули детекторов нейтрино с требуемым порогом регистрации. Полноценный детектор нейтрино весом в десятки и даже сотни килограмм может быть составлен из таких индивидуальных модулей. Такие детекторы могут быть хорошей альтернативой другим типам детекторов нейтрино, созданных на основе благородных газов или полупроводников.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 8 «Физика изотопов водорода».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юхимчук А.А., Голубков А.Н., Максимкин И.П. и др. // Физмат. 2023. Т. 1. №1. С. 5.
<https://doi.org/10.56304/S2949609823010057>
2. Akimov D., Berdnikova A., Belov V. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 675. P. 012016.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/675/1/012016>
3. Collar J.I., Fields N.E., Hai M., Hossbach T.W., Orrell J.L., Overman C.T., Perumpilly G., Scholz B. // Nucl. Instrum. Meth. 2015. V. 773. P. 56.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.11.037>
4. Aalseth C.E., Barbeau P.S., Colaresi J. et al. // Phys. Rev. 2013. V. 88. P. 012002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.012002>
5. Beda A.G., Brudanin V.B., Egorov V.G., Medvedev D.V., Shirchenko M.V., Starostin A.S. // Phys. Part. Nuclei Lett. 2010. V. 7. P. 406.
<https://doi.org/10.1134/S1547477110060063>
6. Moszynski M., Balcerzyk M., Czarnacki W. // NIM. 2005. V. 537. P. 357.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.08.043>
7. Ding K., Chernyak D., Liu J. // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 1146.
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08712-2>
8. Lewis C.M., Collar J.I. // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. P. 014612.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.014612>
9. Liu F., Fan X., Sun X., Liu B., Li J., Deng Y., Jiang H., Jiang T., Yan P. // Sensors. 2022. V. 22. P. 1099.
<https://doi.org/10.3390/s22031099>

10. Boulay M.G., Camillo V., Canci N. et al. // Front. Phys. 2023. V. 11.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2023.1181400>
11. Kim Y.D., Hahn I.S., Hwang M.J. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2005. V. 552. № 3. P. 456.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.06.080>
12. Lee H.S. et al. (KIMS Collaboration) // Physics Letters B. 2006. V. 633. № 2–3. P. 201.
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.12.035>
13. Takabe M., Kishimoto A., Kataoka J., Sakuragi S., Yamasaki Y. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2016. V. 831. P. 260.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.04.043>
14. Alekhin M.S., Khodyuk I.V., de Haas J.T.M., Dorenbos P. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2012. V. 59. № 3. P. 665.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2188544>
15. Belli P., Bernabei R., Cerulli R. et al. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2012. V. 670. P. 10.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.12.051>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.07

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ SiC- И Si-ДЕТЕКТОРОВ

©2024 г. Ю. Б. Гуров^{a,b,*}, М. С. Довбненко^a, С. А. Евсеев^a, Н. И. Замятин^a,
Ю. А. Копылов^a, С. В. Розов^a, Е. А. Стрелецкая^a, Б. А. Чернышев^b, Л. Грубчин^c, Б. Затько^c

^a Объединенный институт ядерных исследований
Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6
^b Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31
^c Institute of Electrical Engineering, Slovak Academy of Science
Slovakia, 841 04, Bratislava, Dubravska cesta, 9
*e-mail: gurov54@mail.ru

Поступила в редакцию 04.03.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принята к публикации 02.07.2024 г.

Представлены характеристики детекторов на основе кремния (Si) и карбида кремния (SiC), которые были облучены интегральными потоками нейтронов $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$, $5.4 \cdot 10^{14}$ и $3.4 \cdot 10^{15}$ н/см² (1 МэВ/Si). Обнаружено, что для всех облученных образцов проводимость чувствительной области становится близкой к собственной. С помощью α -частиц было установлено, что для Si-детекторов, облученных минимальным потоком $5.1 \cdot 10^{13}$ н/см², эффективность собирания заряда η не превышает 1.5%. Для SiC-детекторов, облученных аналогичным потоком, $\eta = 96\%$, а при облучении средним и максимальным потоками η уменьшилась до 70 и 1.5% соответственно. Таким образом, показано, что ухудшение работоспособности SiC-детекторов наступает при существенно более высоких дозовых нагрузках, чем при использовании Si-приборов.

DOI: 10.31857/S0032816224060045 EDN: ELSYMR

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые детекторы (ППД), которые широко используются на ускорительных комплексах высокой светимости, подвергаются высоким радиационным нагрузкам. Это делает требования к радиационной стойкости ППД чрезвычайно важными, а задачу по ее определению актуальной при создании и применении таких приборов.

Под действием частиц в материале детектора возникают нарушения кристаллической решетки, обусловленные смещением и выбиванием атомов из узлов решетки. При этом в результате ядерных реакций происходит изменение изо-

топного состава исходного полупроводника. Эти процессы приводят к образованию центров захвата и рекомбинации носителей заряда, а также к изменению их эффективной (донорной, акцепторной) концентрации. Большие дозы облучения ППД приводят к заметному ухудшению энергетического разрешения и уменьшению амплитуды сигнала. Эти эффекты обусловлены, соответственно, уменьшением времени жизни носителей заряда и их неполным собиранием.

В последние годы для создания радиационно-стойких приборов активно применяется карбид кремния (политип 4H-SiC) [1, 2]. Это обусловлено тем, что по сравнению с кремнием данный материал имеет большие значения ширины

запрещенной зоны (Si — 1.2 эВ, SiC — 3.1 эВ) и пороговой энергии дефектообразования (около 15 эВ для Si и примерно 30 эВ для SiC). Важно также отметить, что SiC-ППД могут изготавливаться с применением планарной технологии [2], при этом их генерационный ток при комнатной температуре будет более чем на порядок меньше по сравнению с кремниевыми приборами. В последние годы был достигнут прогресс в создании высокочистых эпитаксиальных слоев SiC толщиной около 100 мкм с малым количеством глубоких центров, высоким удельным сопротивлением и достаточно большим временем жизни носителей заряда. Детекторы, созданные на основе такого материала с низким содержанием электроактивных примесей, интенсивно исследуются с целью их применения в спектроскопии ядерных излучений [2, 3].

В настоящей работе исследовались характеристики детекторов на основе кремния (Si) и поли-типа карбида кремния 4H-SiC после облучения быстрыми нейтронами. Si-ППД использовались как для сравнения радиационной стойкости, так и в качестве калибровочных мониторов для определения эквивалентного 1 МэВ потока быстрых нейтронов [4].

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСХОДНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Для исследований использовались по четыре детектора на основе Si и SiC. Кремниевые структуры изготавливались по планарной технологии [5] из Si с проводимостью *n*-типа (удельное сопротивление $\rho \approx 6$ кОм·см). Выпрямляющий и омический контакты формировались имплантацией бора и фосфора (толщина “мертвого” слоя со стороны *p-n*-перехода составляет около 0.05 мкм). Чувствительные размеры Si-детекторов: площадь 4×4 мм², толщина 300 мкм.

SiC-детекторы изготавливались на основе высокочистого слоя 4H-SiC с проводимостью *n*-типа, который был получен методом эпитаксиального выращивания из жидкой фазы на проводящих *n*⁺-подложках 4H-SiC фирмы L.P.E. (Италия). Диаметр исходной подложки 4 дюйма, толщина 350 мкм, а концентрация донорной примеси равна примерно $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Созданные таким способом эпитаксиальные слои имели толщину 50 мкм с концентрацией донорной примеси $1 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Образцы, на которых создавались детекторные структуры, имели

размеры 6×6 мм². Выпрямляющие контакты диаметром 3.6 мм создавались вакуумным напылением двойного слоя Ni (толщиной 10 нм) и Au (толщиной 30 нм). Тыльный омический контакт был изготовлен напылением на всю заднюю поверхность тройного слоя Ti/Pt/Au толщинами 10, 30, 90 нм соответственно. Перед нанесением контактов поверхность образцов последовательно промывалась ацетоном, изопропиловым спиртом и деионизованной водой [6, 7].

Измеренные вольт-фарадные характеристики (ВФХ) показали, что напряжение полного обеднения для Si-ППД (U_0) равно 50 В, а для SiC-ППД $U_0 = 130$ В. При этом из зависимостей энергетического разрешения ($\Delta E = \text{FWHM}$) от приложенного напряжения было установлено, что рабочее напряжение составляет для Si- и SiC-детекторов соответственно 100 и 350 В. Для всех исходных (необлученных) детекторов энергетическое разрешение, измеренное при рабочих напряжениях с помощью α -источника ^{239}Pu ($E \approx 5.5$ МэВ), не превышало 25 кэВ. При этом разброс в значениях коэффициента (эффективности) сбора заряда η при указанных напряжениях не превышал 1%.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПОСЛЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Облучение образцов проводилось на реакторе ИБР-2 ОИЯИ [8] пучком нейтронов ($E_n \sim 0.5$ эВ–14 МэВ) с интегральными потоками $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$, $5.4 \cdot 10^{14}$ и $3.4 \cdot 10^{15}$ н/см² (1 МэВ/Si [4]). Для исследований до и после облучения использовались по одному детектору на основе Si и SiC. Спектрометрические характеристики исследуемых детекторов определялись с помощью α -источника ^{226}Ra ($E_a \approx 4.8, 5.5, 6.0, 7.7$ МэВ). Контроль за стабильностью шкалы спектрометрического тракта осуществлялся с помощью генератора точной амплитуды ORTEC 419 (погрешность менее $3 \cdot 10^{-5}$). Измерения характеристик исследуемых детекторов выполнялись при $T \approx 21^\circ\text{C}$.

Измерения показали, что если для SiC-ППД при максимальном потоке $\Phi = 3.4 \cdot 10^{15}$ н/см² наблюдается существенная деградация их спектрометрических свойств, то для кремниевых детекторов аналогичный эффект проявляется при $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$ н/см². При этом Si-детекторы, облученные потоком $\Phi = 5.4 \cdot 10^{14}$ н/см², полностью теряли счетную способность при регистрации α -частиц.

На рис. 1 и 2 показаны зависимости емкости C и параметра C^{-2} от приложенного напряжения, которые были измерены на исходных и облученных SiC- и Si-образцах. Измерения емкости выполнялись на частотах $F = 0.1$ МГц и $F = 1$ МГц, при этом полученные результаты совпали с высокой точностью. Измерение ВФХ выполнялось с помощью анализатора параметров Keithley 4200A-SCS в автоматическом режиме с шагом 1 В, при этом значение емкости определялось с погрешностью 10^{-6} .

Видно, что значение емкости, измеренное на облученных образцах, постоянно и практически совпадает по величине с данной характеристикой на исходных детекторах при напряжении полного обеднения U_0 . В этом случае обеспечивается растяжка чувствительной области на полную толщину Si-образца и эпитаксиального слоя SiC-детектора. Данный эффект обусловлен тем, что в результате нейтронного облучения в полупроводниковых кристаллах образуются радиационные повреждения (точечные дефекты, кластеры), которые выполняют роль акцепторных примесей. За счет этих дефектов происходит изменение эффективной концентрации легирования (компенсация) исходного материала. В результате проводимость чувствительного слоя SiC-детекторов становится близкой к собственной [9, 10], а в Si-образцах происходит инверсия проводимости от n -типа к высокоомному p -типу [11].

На рис. 3, 4 представлены спектры источника ^{226}Ra , полученные на исходных (до облучения) образцах и облученных детекторах, изготовленных соответственно из SiC и Si. Измерения проводились при напряжениях 350 В (рис. 3) и 100 В (рис. 4). Врезки на рис. 3г, 4б более детально демонстрируют измеренные спектры при соответствующих потоках. Как отмечалось выше, на рис. 4 не показаны спектры для Si-ППД, облученных потоками $5.4 \cdot 10^{14}$ и $3.4 \cdot 10^{15}$ н/см², так как эти образцы сильно деградировали.

На рис. 5 и 6 показаны зависимости энергетического разрешения от приложенного напряжения для исследуемых SiC- и Si-детекторов. Разрешение определялось по α -пику с энергией $E_\alpha \approx 7.7$ МэВ. Постоянная времени формирования сигнала составляла $\tau = 1$ мкс.

Необходимо указать, что для Si-детекторов облучение α -частицами выполнялось со стороны переднего (p^+) и заднего (n^+) контактов. При

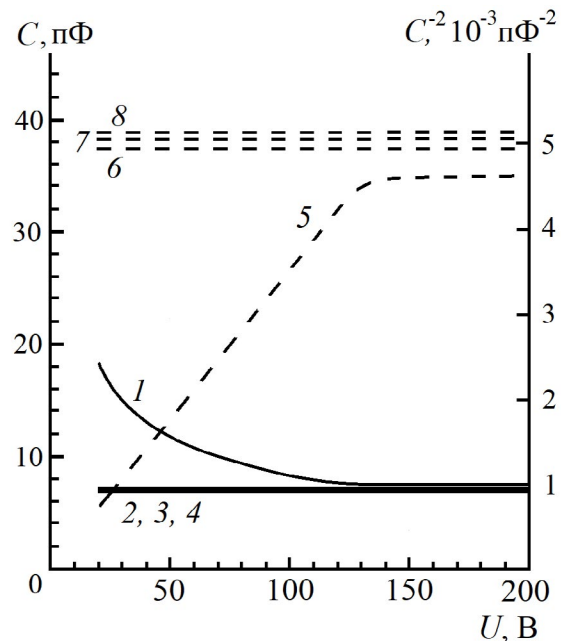


Рис. 1. Зависимости емкости C (1–4) и параметра C^{-2} (5–8) от приложенного напряжения для SiC-детекторов: 1, 5 – необлученный образец; 2, 6 – детектор, облученный потоком $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$ н/см²; 3, 7 – $\Phi = 5.4 \cdot 10^{14}$ н/см²; 4, 8 – $\Phi = 3.4 \cdot 10^{15}$ н/см².

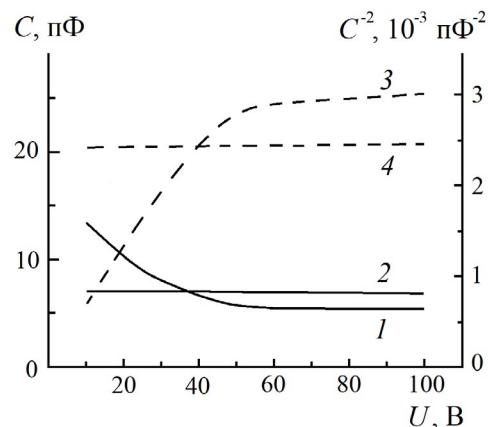


Рис. 2. Зависимости емкости C (1, 2) и параметра C^{-2} (3, 4) от приложенного напряжения для Si-детекторов: 1, 3 – необлученный образец; 2, 4 – детектор, облученный потоком $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$ н/см².

этом как значения энергетического разрешения, так и формы спектров для этих измерений полностью совпали.

На рис. 3–6 видно, что с увеличением нейтронного потока ухудшается энергетическое разрешение. Для SiC-ППД энергетическое разрешение составило $\Delta E \approx 480$ кэВ ($U = 350$ В) при максимальном потоке $3.4 \cdot 10^{15}$ н/см², что приблизительно в 20 раз больше исходного

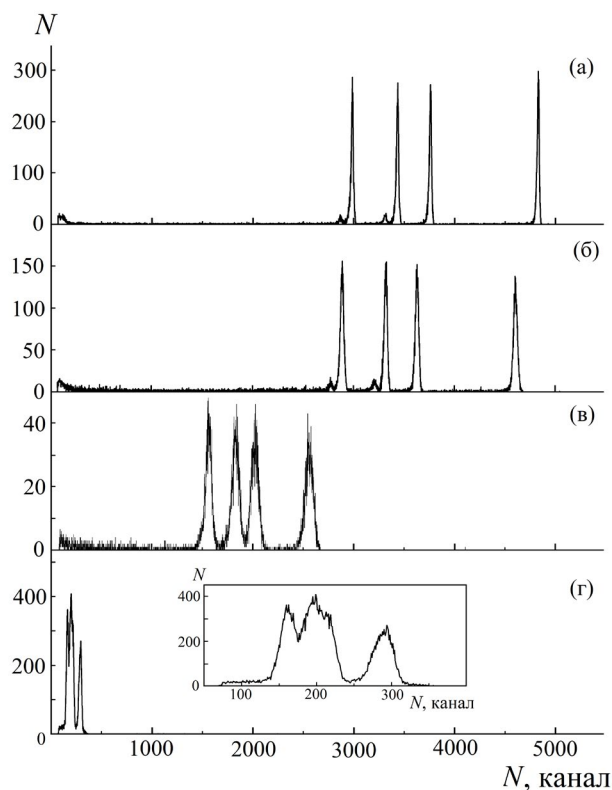


Рис. 3. Спектры ^{226}Ra , измеренные с помощью SiC-детекторов: **а** — необлученный образец; **б, в, г** — детекторы, облученные соответственно нейтронными потоками $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$, $5.4 \cdot 10^{14}$ и $3.4 \cdot 10^{15}$ н/см 2 .

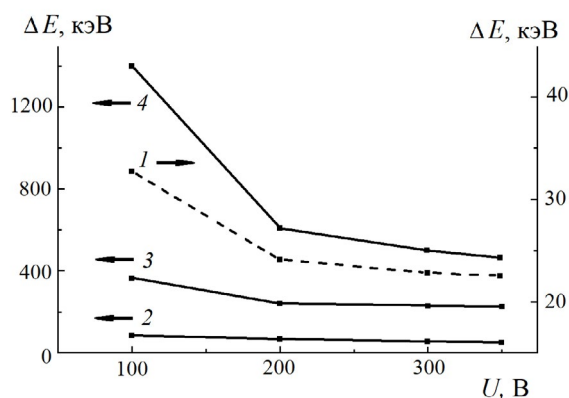


Рис. 5. Зависимость энергетического разрешения от приложенного напряжения для SiC-детекторов: **1** — необлученный образец (правая ось), **2, 3, 4** — детекторы, облученные соответственно нейтронными потоками $5.1 \cdot 10^{13}$, $5.4 \cdot 10^{14}$ и $3.4 \cdot 10^{15}$ н/см 2 (левая ось).

значения 25 кэВ. Для Si-ППД при минимальном потоке $5.1 \cdot 10^{13}$ н/см 2 разрешение оказалось на уровне примерно 1900 кэВ ($U = 100$ В), что практически в 80 раз превышает значение указанного параметра на необлученном образце, равное 25 кэВ.

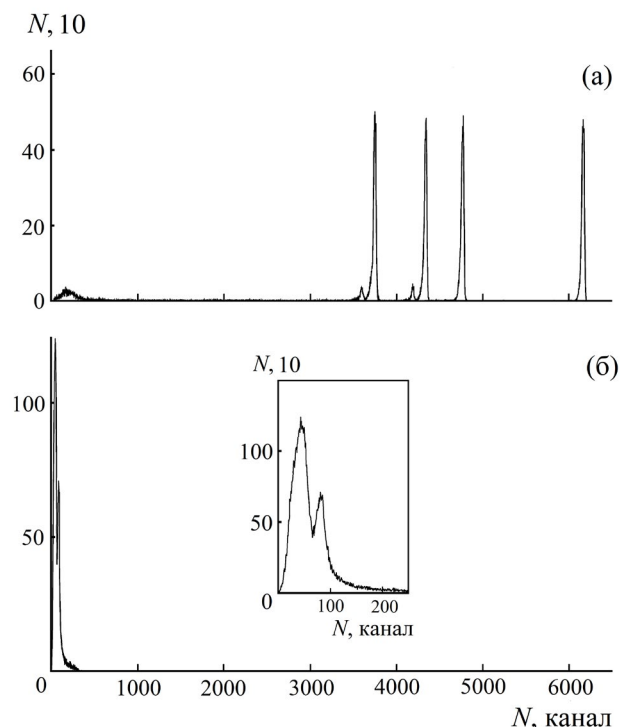


Рис. 4. Спектры ^{226}Ra , измеренные с помощью Si-детекторов: **а** — необлученный образец, **б** — детектор, облученный нейтронным потоком $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$ н/см 2 .

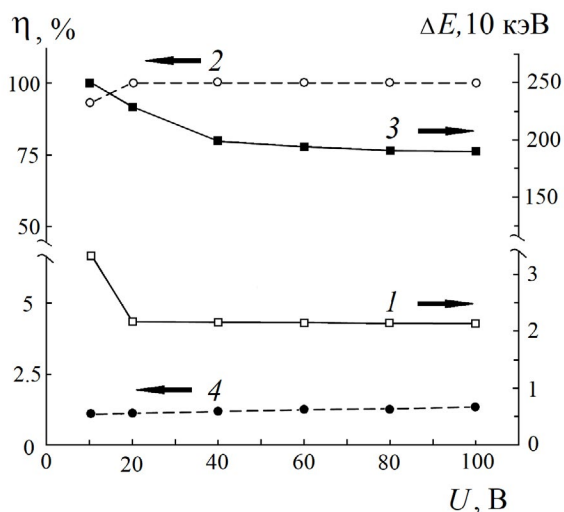


Рис. 6. Зависимость энергетического разрешения (**1, 3**, правая ось) и эффективности собирания заряда (**2, 4**, левая ось) от приложенного напряжения для Si-детекторов: **1, 2** — необлученный образец, **3, 4** — детектор, облученный потоком $5.1 \cdot 10^{13}$ н/см 2 .

При этом с увеличением дозы облучения пики от регистрируемых α -частиц смещаются в сторону меньших каналов, что указывает на уменьшение амплитуды сигнала. На рис. 6, 7 показаны зависимости эффективности собирания заряда η [12] при регистрации α -частиц с $E \approx 7.7$ МэВ

от приложенного напряжения на исследуемых образцах. За $\eta = 100\%$ принято значение, полученное на исходных Si- и SiC-детекторах при напряжениях 100 и 350 В.

Необходимо указать, что погрешности в определении энергетического разрешения и эффективности собирания заряда, зависимости которых от напряжения представлены на рис. 5–7, составляют не более 2 и 1% соответственно. Поэтому размеры значков экспериментальных точек на этих рисунках превышают указанные погрешности.

Согласно данным, приведенным на рис. 6, эффективность сбора заряда для Si-детектора, облученного нейтронным потоком $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13} \text{ н/см}^2$, не превышает 1.5% ($U = 100 \text{ В}$). Следовательно, этот детектор может работать только в счетном режиме при регистрации α -излучения. Полученные плохие спектрометрические характеристики ($\Delta E \sim 1900 \text{ кэВ}$, $\eta \sim 1.5 \%$) Si-образца согласуются с ранее полученными результатами большого числа исследований кремниевых детекторов, которые облучались нейтронами [11].

Из представленных распределений для SiC-образцов на рис. 7 видно, что детектор, облученный нейтронным потоком $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13} \text{ н/см}^2$ имеет эффективность сбора заряда $\eta = 96\%$ (диапазон напряжения 150–350 В), т.е. практически совпадает с величиной для необлученного образца. Также показано, что кривая 3, соответствующая потоку $5.4 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2$, медленно выходит на плато при напряжении 350 В и величина η достигает приемлемого значения для спектрометрии α -излучения, равного 70%. Для SiC-детектора, облученного потоком $3.4 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2$, получено достаточно низкое значение параметра $\eta \sim 1.5\%$ при рабочем напряжении. Этот результат совпадает с величиной η для кремниево-

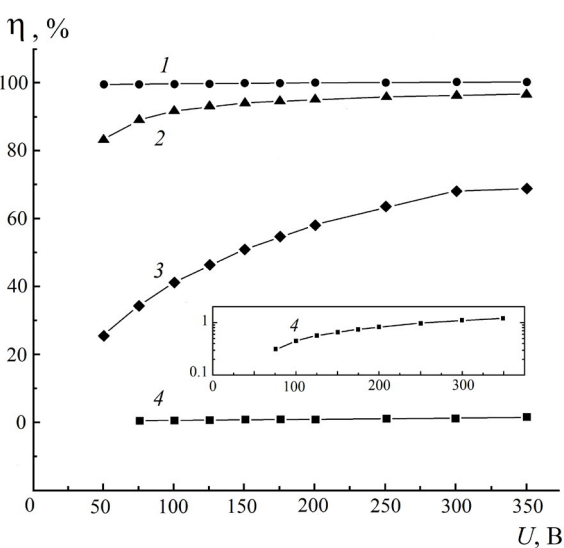


Рис. 7. Зависимость эффективности собирания заряда от приложенного напряжения для SiC-детекторов: 1 — необлученный образец, 2, 3, 4 — детекторы, облученные соответственно потоками $5.1 \cdot 10^{13}$, $5.4 \cdot 10^{14}$ и $3.4 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2$.

го детектора, облученного практически на два порядка меньшим нейтронным потоком $5.1 \cdot 10^{13} \text{ н/см}^2$. В табл. 1 для сравнения представлены спектрометрические характеристики исследуемых детекторов на основе кремния и карбида кремния, измеренные с помощью α -источника ^{226}Ra .

Полученные данные по радиационной стойкости SiC-детекторов согласуются с результатами работы [13], в которой облучение карбид-кремниевых образцов (эпитаксиальный слой 20 мкм, рабочие размеры $1 \times 5 \text{ мм}^2$) выполнялось нейтронными потоками ($E_n \leq 14 \text{ МэВ}$) $\Phi = 1.3 \cdot 10^{14}$ и $7.3 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2$. Эффективность собирания заряда при напряжении $U = 300 \text{ В}$ для указанных условий облучения составила 92 и 77% соответственно.

Таблица 1. Спектрометрические характеристики исследуемых Si- и SiC-детекторов

$\Phi, \text{ н/см}^2$	0	$5.1 \cdot 10^{13}$	$5.4 \cdot 10^{14}$	$3.4 \cdot 10^{15}$
$\Delta E, \text{ кэВ}$				
Si-ППД	25	1900	—	—
SiC-ППД	25	55	220	480
$\eta, \%$				
Si-ППД	100	1.5	—	—
SiC-ППД	100	96	70	1.5

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены характеристики детекторов на основе SiC и Si, которые облучались потоками нейтронов $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$, $5.4 \cdot 10^{14}$ и $3.4 \cdot 10^{15}$ н/см². Экспериментально установлено, что после облучения потоком $5.1 \cdot 10^{13}$ н/см² емкость всех образцов не изменяется с увеличением напряжения и совпадает по величине с этой характеристикой на необлученных детекторах, работающих в режиме полного обеднения. Этот эффект обусловлен тем, что радиационные повреждения (дефекты), возникающие при нейтронном облучении, приводят к изменению концентрации легирования полупроводника, т.е. проводимость чувствительного слоя детекторов становится близкой к собственной.

Показано, что для Si-детекторов, облученных потоком $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$ н/см², наблюдается существенное ухудшение их спектрометрических характеристик при регистрации α -частиц в диапазоне энергий примерно от 4 до 8 МэВ. Аналогичный эффект для SiC-детекторов проявляется при существенно большем (практически на два порядка) нейтронном потоке $\Phi = 3.4 \cdot 10^{15}$ н/см². Установлено, что после облучения потоком $\Phi = 5.4 \cdot 10^{14}$ н/см² SiC-образцы обладают приемлемыми значениями энергетического разрешения и эффективности собирания заряда ($\Delta E \approx 220$ кэВ, $\eta = 70\%$). При этом Si-детекторы, облученные аналогичным потоком, полностью теряют спектрометрические характеристики и могут работать только в счетном (дозиметрическом) режиме при регистрации α -частиц. Таким образом, показано, что по радиационной стойкости SiC-детекторы существенно превосходят приборы на основе кремния.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект № FSWU-2023-0073.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Saddow S.E., Agarwal A.* Advances in Silicon Carbide Processing and Applications. Boston, London: Artech House. Inc. Norwood. MA, 2004.
2. *Nava F., Bertuccio G., Cavallini G., Vittone E.S.* // Meas. Sci. Technol. 2008. V. 19. P.102001. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/19/10/102001>
3. *Napoli M.D.* // Front. Phys. 2022. V. 10. P. 898833. <https://doi.org/10.3389/fphy.2022.898833>
4. *Zamyatin N.I., Cheremukhin A.E., Shafronovskaya A.I.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. P. 762. <https://doi.org/10.1134/S1547477117050156>
5. *Bloch P., Cheremukhin A., Golubkov S., Golutvin I., Egorov N., Konjov K., Kozlov Y., Peisert A., Sidorov A., Zamiatin N.* // IEEE Trans. 2002. V. NS-49. P. 321. <https://doi.org/10.1109/TNS.2002.998662>
6. *Gurov Yu.B., Rozov S.V., Sandukovsky V.G., Yakushev E.A., Hrubcin L., Zat'ko B.* // Instrum. Exp. Tech. 2015. V. 58. P. 22. <https://doi.org/10.1134/S0020441215010054>
7. *Hrubcin L., Gurov Yu.B., Zat'ko B., Mitrofanov S.V., Rozov S.V., Sedlačková K., Sandukovsky V.G., Semin V.A., Nečas V., Skuratov V.A.* // J. Instrum. 2018. V. 13. P11005. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/11/P11005>
8. *Bulavin M.V., Verkhoglyadov A.E., Kulikov S.A., Kulagin E.N., Kukhtin V.V., Cheplakov A.P., Shabalin E.P.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 344. <https://doi.org/10.1134/S1547477115020077>
9. *Sciortino S., Hartjes F., Lagomarsino S., Navad F., Brianzib M., Cindroe V., Lanzierif C., Mollg M., Vannid P.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2005. V. 552. P. 138. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.06.017>
10. *Castaldini A., Cavallini A., Rigutti L., Nava F.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 3780. <https://doi.org/10.1063/1.1810627>
11. *Bruzzi M., Sadrozinski H.F., Seiden A.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2007. V. 579. P. 754. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.05.326>
12. *Angelescu T., Cheremukhin A.E., Ghete V.M., Ghiordanescu N., Golutvin I.A., Lazanu S., Lazanu I., Mihul A., Radu A., Susova N.Yu., Vasilescu A., Zamyatin N.I.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 1995. V. 357. P. 55. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)01534-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)01534-1)
13. *Liu L., Liu A., Bai S., Lv L., Jin P., Ouyang X.* // Sci. Rep. 2017. V. 7. P.13376. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-13715-3>

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА**

УДК 539.1.075

**БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ СУММИРУЮЩИЙ ПРЕДУСИЛИТЕЛЬ
ДЛЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ КАМЕР ЭКСПЕРИМЕНТА HARP
(PS214, CERN)**© 2024 г. Е. А. Усенко^{а,*}

*^аИнститут ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а
e-mail: Eugueni.oussenko@cern.ch

Поступила в редакцию 11.03.2024 г.

После доработки 08.05.2024 г.

Принята к публикации 08.07.2024 г.

Представлена методика разработки быстродействующего суммирующего предусилителя для резистивных плоских счетчиков эксперимента HARP (PS214, CERN). Классический аналоговый сумматор был пересчитан для получения минимального собственного джиттера 26 пс, достигнутого за счет компромисса с точностью суммирования зарядов около 5%. Суммирующий предусилитель имеет 8 входов и реализует принцип суммирования области считывания $104 \times 240 \text{ мм}^2$, содержащей 8 стрипов размером $104 \times 29 \text{ мм}^2$. Предусилитель расположен внутри камеры, имеет коэффициент преобразования 100 мВ/пК при времени сбора заряда около 1 нс, разброс постоянной временной ошибки по входам менее 30 пс, потребляемая мощность 350 мВт. Времяпролетная система содержит 368 суммирующих усилителей.

DOI: 10.31857/S0032816224060051 **EDN:** ELSNMO**1. ВВЕДЕНИЕ**

Многие современные физические эксперименты используют для измерения времени пролета частиц для многозачерных резистивных плоских счетчиков (МРПС). Многоканальные детекторы и их системы считывания проектируются с учетом конкретных условий данных экспериментов, что в ряде случаев позволяет решать поставленные задачи неординарными способами.

Эксперимент HARP (рис.1) проводился на ускорителе PS в ЦЕРН [1]. Идентификация частиц с импульсами от 0.5 до 3 ГэВ/с осуществлялась с помощью измерения времени пролета. Для этого позади время-проекционной камеры (ВПК) была установлена плоскость МРПС, разработанная на основе [2], требуемое временное разрешение не хуже 200 пс.

Для разделения электронов с энергиями в несколько сотен МэВ и π -мезонов также используется времяпролетный детектор на основе резистивных плоских счетчиков (РПС), который расположен вокруг ВПК радиусом около 40 см (рис.1). Эта минимальная база для измерения времени пролета и определяет необходимое временное разрешение детектора около 250 пс [3]. Жестким ограничением является максимальная толщина камер, которая должна быть не больше 10 мм. Этот размер задается разностью между внутренним диаметром соленоида и внешним диаметром ВПК. Длина и ширина счетчика должны быть 2000 мм и 150 мм соответственно. Поэтому при разработке детектора ставилась задача создания РПК с минимальным количеством газовых зазоров, которые обеспечивают необходимое временное разрешение.

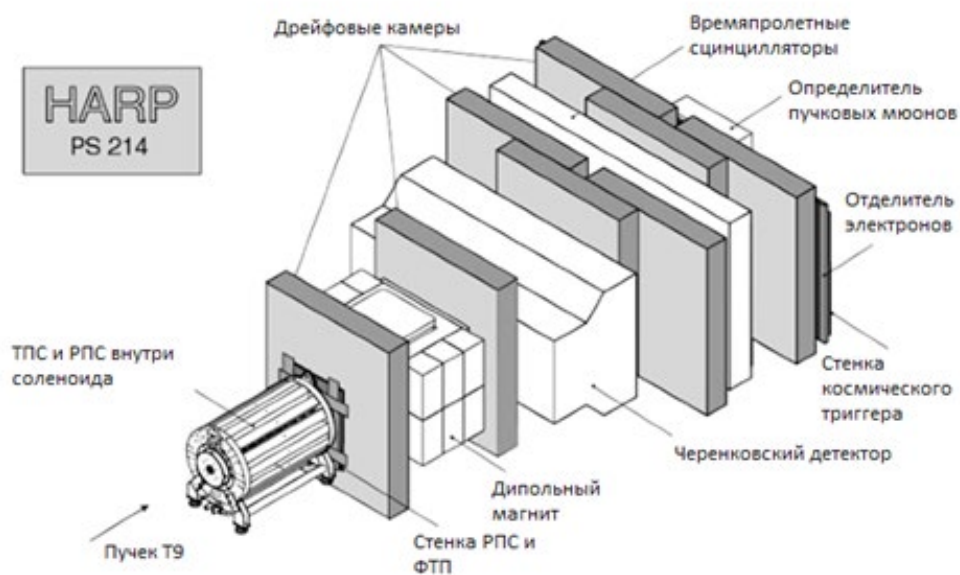


Рис. 1. Структурная схема эксперимента HARP.

В данном эксперименте РПС используются только для получения точной временной отметки при прохождении частицы. Нет необходимости в координатной информации, поэтому число каналов электроники должно быть минимальным, чтобы минимизировать стоимость детектора.

Из-за больших габаритных размеров (толщина) и большого числа каналов считывания (падовый съем) разработанную к этому времени многозазорную РПС для эксперимента ALICE [2] невозможно было использовать в эксперименте HARP.

2. ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ СИСТЕМЕ ЭКСПЕРИМЕНТА HARP

В результате проведенных исследований камер МРПС [3, 4] был сделан выбор в пользу 4-зазорной РПС со стеклом толщиной 0.7 мм и величиной газовых зазоров 300 мкм и общей толщиной пакета без металлического корпуса 7.8 мм (рис. 2).

Исследование влияния площади считывающих электродов на временное разрешение камер [3, 5] проводилось с целью определить

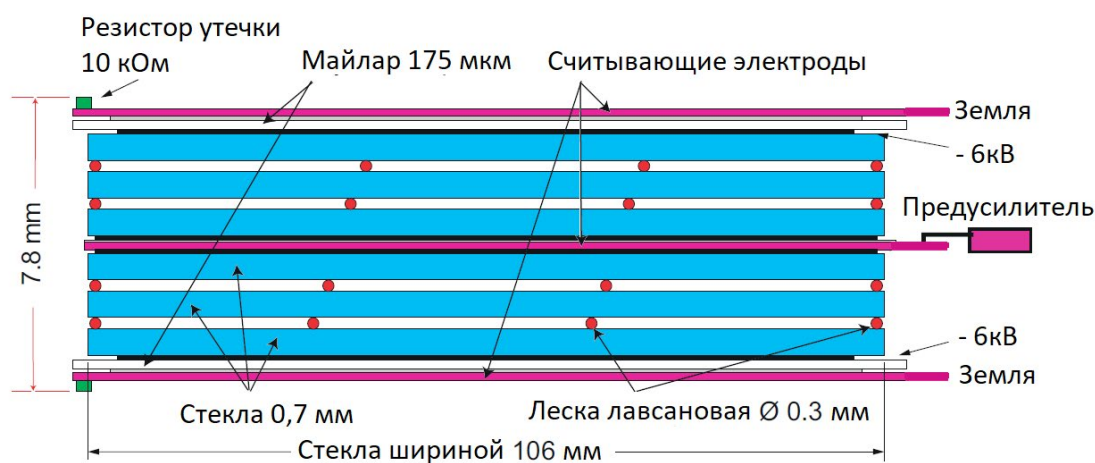


Рис. 2. Схема 4-зазорной МРПС эксперимента HARP.

оптимальные параметры считывающих электродов, обеспечивающих заданное временное разрешение детектора на основе МРПС.

Временное разрешение как функция площади считывающего электрода при оптимальном напряжении 6.2 кВ показано на рис. 3.

Как показано на рис. 3, временное разрешение заметно улучшается при уменьшении площади электрода. В процессе исследований совместного поведения камер и суммирующего предусилителя по критерию временного разрешения была получена конфигурация, при которой предусилитель располагался внутри камеры, что обеспечивало наилучшие и стабильные по повторяемости результаты.

3. СУММИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ОТ НЕСКОЛЬКИХ ЭЛЕКТРОДОВ

Первоначально постановка задачи на суммирование считывающих электродов предполагала суммирование четырех электродов [1]. В результате исследований выяснились следующие проблемы.

Первая проблема состоит в самом принципе суммирования, который основывается на суммировании токов как функции напряжения на входах сумматора (рис. 4). Преобразование напряжения в ток резко ухудшает соотношение сигнал/шум.

Функция аналогового суммирования описывается формулой

$$U_{\text{вых}} = \sum_{i=1}^n U_{\text{вх}} \times R_{\text{ос}} / R_{\text{вх}}, \quad (1)$$

из которой следует, что отношение $R_{\text{ос}}/R_{\text{вх}}$ прямо пропорционально точности суммирования и обратно пропорционально соотношению сигнал/шум.

Вторая проблема состояла в том, что зависимость величины шумов сумматора от количества входов существенно ухудшает собственный временной джиттер (рис. 5). Измерения проводились на окончательной 8-канальной версии сумматора путем последовательного физического отсоединения каналов от точки суммирования.

В результате компромисс был найден через приоритет временного разрешения перед точностью суммирования, которая пострадала незначительно. Имелось в виду следующее

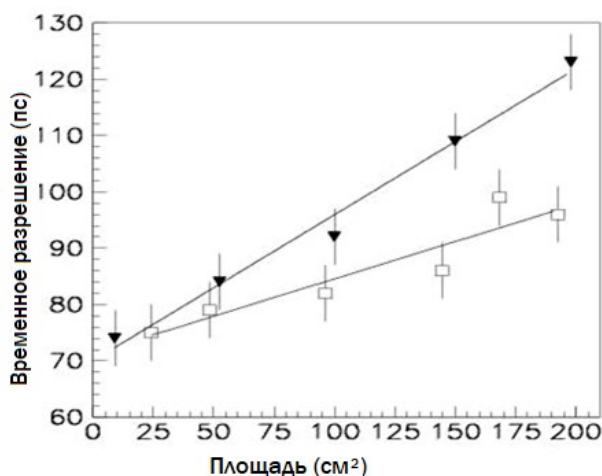


Рис. 3. Зависимость временного разрешения 4-зачерной камеры от площади считывающего элемента. Треугольные значки соответствуют сплошному элементу, квадратные — суммированию 1, 2, 4, 6, 7, 8 электродов размером 4.3×5.6 см² каждый.

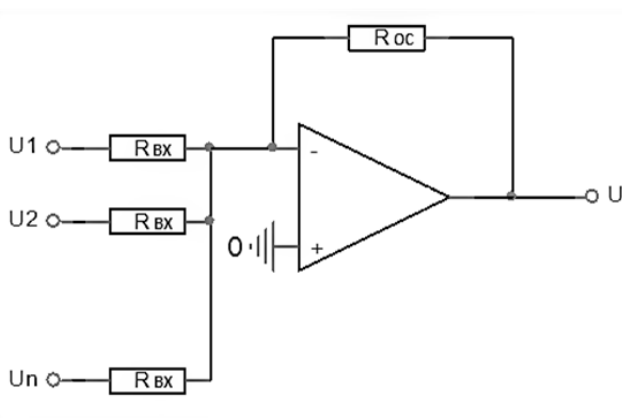


Рис. 4. Аналоговый сумматор на операционном усилителе.

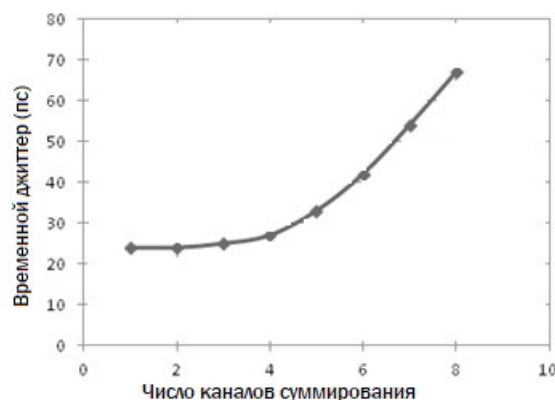


Рис. 5. График зависимости собственного временного джиттера суммирующего предусилителя от количества подключенных входов при величине входного заряда $Q_{\text{вх}} = 120$ фКл.

соображение: поскольку вероятность пролета нескольких частиц одновременно через область суммирования стремится к нулю, назначение суммирования практически сводится только к суммированию зарядов от прохождения частицы между двумя соседними падами.

На основе всего полученного опыта исследований было принято решение о разработке конструкции камеры с вложенным в нее предусилителем (рис. 6–8), имеющим 8 входов суммирования. Переход к суммированию восьми стрипов был обусловлен оптимистическими результатами исследований временного разрешения МРПС, а также возможностью компромисса между ухудшением собственного джиттера электроники с ростом числа каналов суммирования и снижением флуктуации времени при уменьшении ширины считывающего стрипа вдвое — с 6 до 3 см [3, 5].

Расположение суммирующего предусилителя в значительной степени влияло на результирующее временное разрешение камеры. Выбранный способ расположения предусилителя внутри ка-

меры содержит в себе определенные компромиссы, которые были разрешены за счет сочетания конструктивных мер, а также дополнительными точками соединения нижней крышки камеры к общему проводу каждого стрипа (рис. 6).

Принцип суммирования сигналов с восьми стрипов показан на рис. 7. Камера МРПС имеет считывающую область размером 1920 мм в длину, состоящую из 64 медных стрипов на лавсане размером 29×104 мм² [3], которые считываются посредством 8 суммирующих предусилителей, расположенных внутри камеры. Каждый стрип камеры имеет вывод в виде лепестка (рис. 6) для соединения с каждым из входных разъемов (рис. 8), через который сигнал поступает на соответствующий вход сумматора. Общий провод камеры имеет электрическое соединение возле каждого стрипа как со входом сумматора, так и с задней крышкой камеры, изготовленной из алюминиевого сплава. Эта конструкция является экспериментально определенной конфигурацией сигнальных соединений, обеспечивающей наилучшее собственное временное разрешение



Рис. 6. Рисунок поперечного разреза камеры МРПС, расположение суммирующего предусилителя.

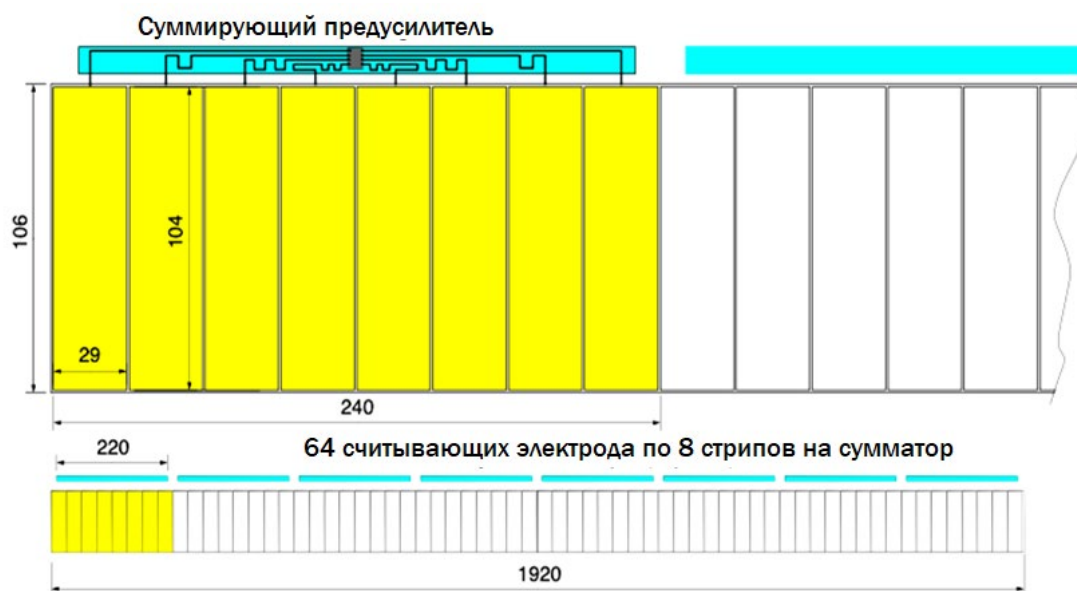


Рис. 7. Структура считывания камеры МРПС длиной 1920 мм, содержащей 64 считывающих стрипа размером 29×104 мм², структурированным по 8 стрипов для считывания суммирующим предусилителем.

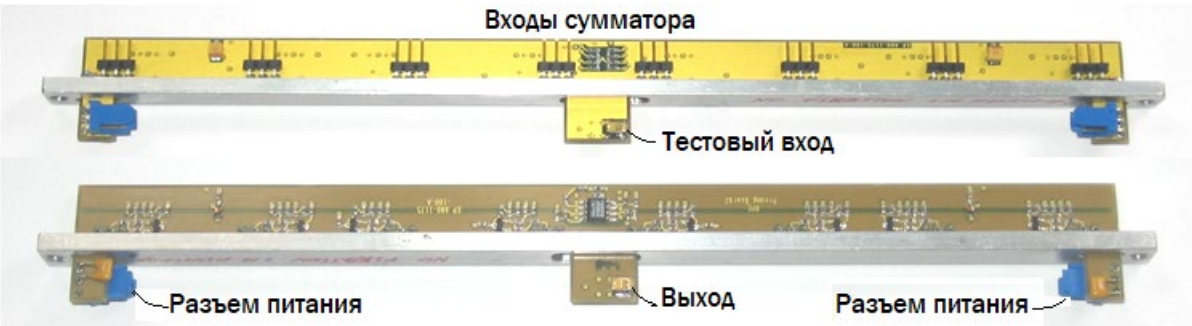


Рис. 8. Накамерный суммирующий предусилитель с 8 входами для времяпролетных камер МРПС эксперимента HARP.

смонтированной на камеры МРПС системы считывания около 50–60 пс (разброс по камерам) при подаче проверочного импульса через тестовый вход сумматора.

4. СУММИРУЮЩИЙ ПРЕДУСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ СЧИТЫВАНИЯ ВОСЬМИ СТРИПОВ

Параметры суммирующего предусилителя, полученные после полного исследования, представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры суммирующего предусилителя на 8 входов для камер МРПС времяпролетной системы эксперимента HARP

Параметр	Значение
Входное сопротивление	30 Ом
Фронт переходной характеристики	600 пс
Время сбора заряда	1 нс
Динамический диапазон зарядов	20фКл–10 пКл
Коэффициент преобразования	–100 мВ/ пКл
Эквивалентный шумовой заряд	5 фКл
Временной джиттер	< 26 пс
Длительность выходного импульса	25 нс
Разброс задержек по входам сумматора	±15 пс
Разброс коэффициентов преобразования входов сумматора	< 3%
Разброс коэффициентов преобразования сумматоров	< 5%
Потребляемая мощность	350 мВт

Приближенно можно оценивать собственный джиттер электроники по формуле

$$\sigma_t = (N / A) \times t_r.$$

В предположении, что величина фронта импульса является постоянной величиной, а шум равномерно распределен по сигнальному спектру (белый шум), джиттер зависит только от соотношения сигнал/шум электронного тракта, т.е. в значительной степени определяется величиной газового усиления камеры.

Для обеспечения минимального джиттера в сумматоре необходимо повысить величину сигнала на его входе, этой задаче были посвящены исследования, приведенные ниже.

На величину сигнала, поступающего на вход электроники, существенно влияет фактор преобразования токового импульса в напряжение сигнала в стриповой панели камеры. Величина напряжения сигнала пропорциональна импедансу стрипа, который для данной конструкции тонкой камеры составляет достаточно малую величину 12–14 Ом, что примерно вдвое меньше, чем в камерах, не ограниченных по высоте пакета. Импедансное согласование стрипа с двух сторон вдвое снизило бы величину сигнала на входе электроники, поэтому стрип согласован только с одной стороны, что возможно лишь при незначительной длине стрипа. При скорости распространения сигнала в стрипе 6 нс/м длина считывающей полоски 10 см (600 пс) является предельной величиной длины стрипа, при которой отраженный сигнал полностью интегрируется за время сбора заряда сумматора 1 нс, что позволило увеличить амплитуду сигнала примерно в 2 раза.

Принципиальная электрическая схема суммирующего предусилителя на 8 входов для времяпролетных камер МРПС представлена на рис. 9. Предусилитель состоит из восьми буферных каскадов на малощумящих транзисторах (Phillips BFR92A, 5GHz), построенных по схеме с общей базой. Назначение этих каскадов состо-

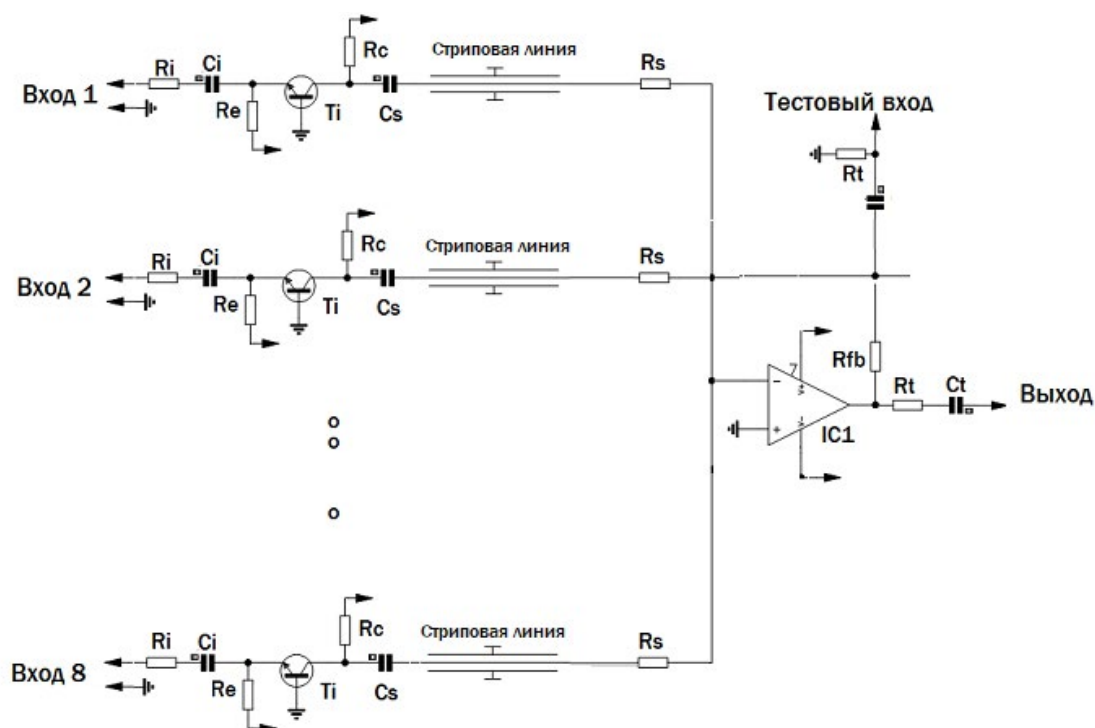


Рис. 10. Принципиальная электрическая схема суммирующего предусилителя на 8 входов для времяпролетных камер МРПС эксперимента HARP.

ит в преобразовании низкого импеданса считывающих стрипов 12–14 Ом в сопротивление полосковой линии 55 Ом, передающей сигнал в точку суммирования.

Для передачи высокочастотных сигналов в точку суммирования используются полосковые линии сопротивлением 55 Ом печатной платы равной длины. Согласование импедансов осу-

ществляется последовательными резисторами величиной 43 Ома и параметрическим импедансом 12 Ом точки суммирования, образованным инвертирующим токовым входом ИС AD8009AR с полосой единичного усиления 1 ГГц. Таким образом, резисторы номиналом 43 Ома выполняют двоякую функцию преобразования напряжения в ток суммирования и согласования полосковых линий передачи сигнала. Такой модифицированный метод суммирования, который можно назвать “детерминированным суммированием”, обеспечивает высокую точность временной привязки около 26 пс (рис. 10) по сравнению с классическим сумматором (рис. 4).

Входной транзисторный каскад рассчитан методом оптимального рассогласования его параметрического входного сопротивления с импедансом считывающего стрипа. Такой метод согласования импедансов возможен как частный случай в ситуации, когда длительность и время прихода отраженного импульса служит цели увеличения амплитуды сигнала со стрипа. Измерения собственного временного джиттера суммирующего предусилителя показывают правомерность такого метода увеличения амплитуды сигнала, при этом обеспечивается дополнительный выигрыш в общем джиттере в 1.3–1.4 раза.

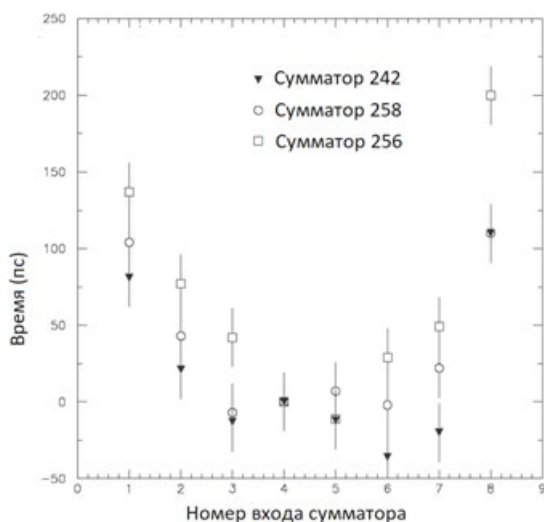


Рис. 9. Зависимость среднего времени срабатывания от номера входа сумматора для трех предусилителей.

На рис. 10 показана зависимость временного разрешения восьми считывающих электродов внутри одной группы суммирования [3]. Из анализа графиков следует, что по временному разрешению каналы сумматора идентичны. Однако при одинаковой длине трасс, соединяющих сигнальные стрипы с точкой суммирования, задержка времени по входам оказалась различной.

Причина — в краевых эффектах области суммирования и погрешности программы расчета полосковой линии передачи сигнала в многослойной печатной плате сумматора. Данная суммарная погрешность носит постоянный характер для всех карт сумматоров и была учтена в программе обработки данных.

Погрешность сумматора оценивалась на конечной версии предусилителя на 8 входов и составила при суммировании сигналов двух входов менее 0.5%, а при суммировании 8 сигналов — менее 5%. Такой точности вполне достаточно для процедуры амплитудо-временной коррекции. Проверка временного разрешения проводилась на тестовом канале T10 ускорителя PS на пучке мюонов энергией 6 ГэВ. Результаты показаны на рис.12, где слева показан двумерный плот зависимости времени срабатывания от амплитуды, а справа гистограмма разности времен двух считывающих электродов из сравниваемых камер МРПС21

и МРПС22. Временное разрешение составило $207.4/1.41 = 146$ пс [3].

Таким образом, задачу суммирующего усилителя удалось свести к суммированию 8 падов при высокой точности суммирования сигналов только с двух входов. При такой постановке задачи оказалось возможным создать предусилитель, обладающий низким собственным джиттером, показанным на рис. 11, даже при суммировании 8 электродов. На практике его принцип действия можно считать промежуточным между аналоговой функцией суммирования и цифровой функцией ИЛИ.

Для оптимизации временных характеристик суммирующего предусилителя и достижения минимального собственного джиттера были проведены расчеты программой CADENC оптимального времени сбора заряда, которое пропорционально времени отклика усилителя. На рис.13 показана зависимость временного джиттера и амплитуды от оптимального времени сбора заряда сумматора. Сопоставление графиков дает точку оптимального времени сбора заряда 20 нс, что означает компромисс между собственными шумами сумматора (распределение плотности шума $1/f$) [6] и длительностью переднего фронта импульса суммирующего предусилителя.

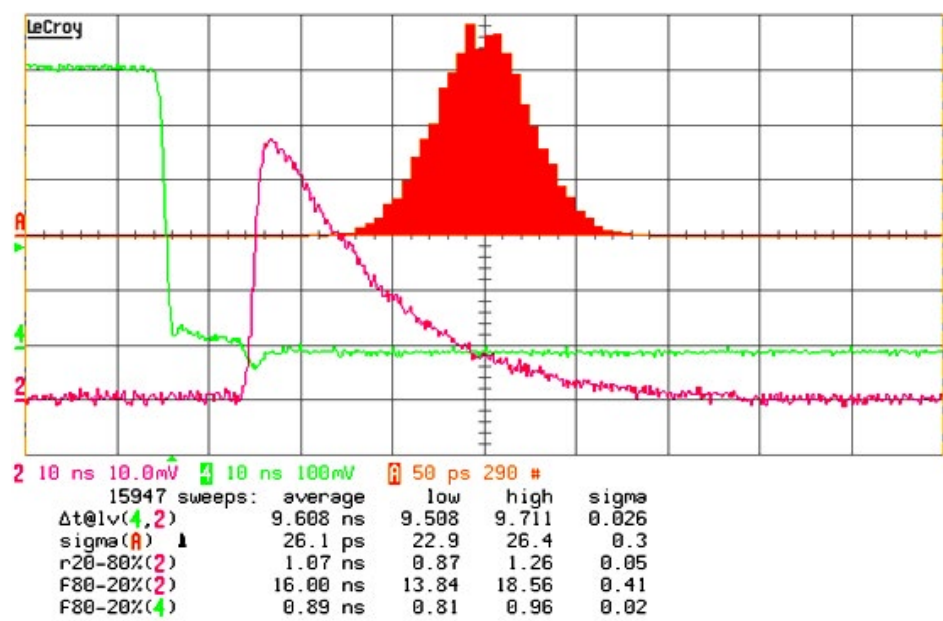


Рис. 11. Осциллограмма измерения временного разрешения 8-канального суммирующего предусилителя цифровым осциллографом LeCroy LC574A (500 МГц) при величине входного заряда $Q_{вх} = 480$ фКл.

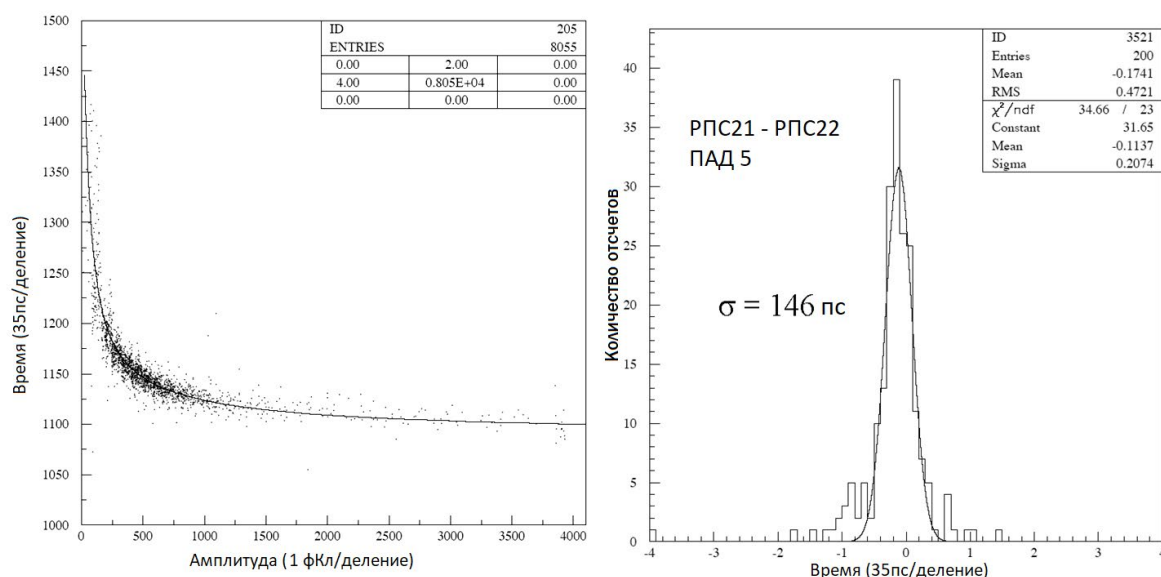


Рис. 12. Результаты тестов на пучке мюонов с энергией 6 ГэВ на тестовом канале T_{10} ускорителя PS. Слева зависимость времени срабатывания от амплитуды сигнала, справа гистограмма разности времен двух последовательных по пучку камер МРПС21 и МРПС22 по среднему электроду 5.

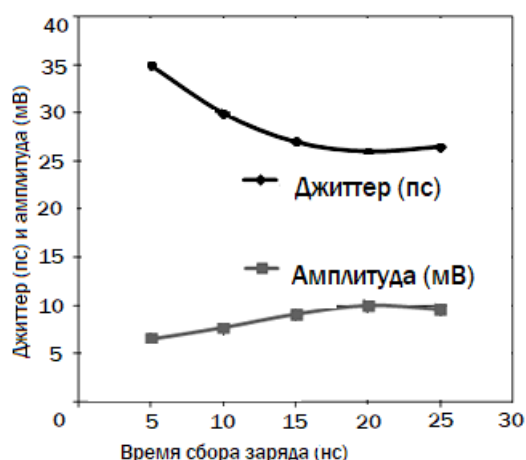


Рис. 13. График зависимости временного джиттера и амплитуды суммирующего усилителя от времени сбора заряда ($Q_{\text{вх}} = 480$ фКл).

5. ШУМЫ СУММАТОРА

Вклад шумовых составляющих транзисторных каскадов с 8 входами и сумматора на операционном усилителе различен. Транзисторные каскады, работающие по схеме включения с общей базой, формируют равномерно распределенный по частоте шум (белый шум), и суммарная его величина от восьми входов уже вносит существенный вклад в увеличение джиттера сумматора (рис. 5). Уровень шумов сумматора на операционном усилителе AD8009AR эквивалентен величине шума одиночного транзистор-

ного каскада с той разницей, что операционный усилитель формирует спектральный шум, спектрально распределенный как $1/f$ [6]. При этом низкочастотная шумовая составляющая не оказывает влияния на величину джиттера. Пиковое значение шумов на выходе сумматора 0.5 мВ при рабочем пороге дискриминатора 2 мВ (~ 20 фКл).

6. МОДУЛЬ 16-КАНАЛЬНОГО СПЛИТТЕРА–УСИЛИТЕЛЯ–ДИСКРИМИНАТОРА

Схема одного канала с регулируемым порогом в диапазоне от 0.5 мВ до 5 мВ показана на рис. 14.

Назначение 16-канального модуля сплиттера–усилителя–дискриминатора САМАС состоит в расщеплении сигнала, приходящего от суммирующего предусилителя на быстрый временной и медленный амплитудный каналы. Такое решение позволило избежать лишних кабельных соединений и выиграть по амплитуде в 2 раза за счет внутрисхемного расщепления сигнала по сравнению с разветвлением стандартным модулем.

Амплитудный канал модуля содержит усилительный каскад на IC_1 , который из сигнала, приходящего от суммирующего предусилителя длительностью 25 нс, формирует импульс длительностью 200 нс для передачи его на расстояние 80 м по симметричной скрученной

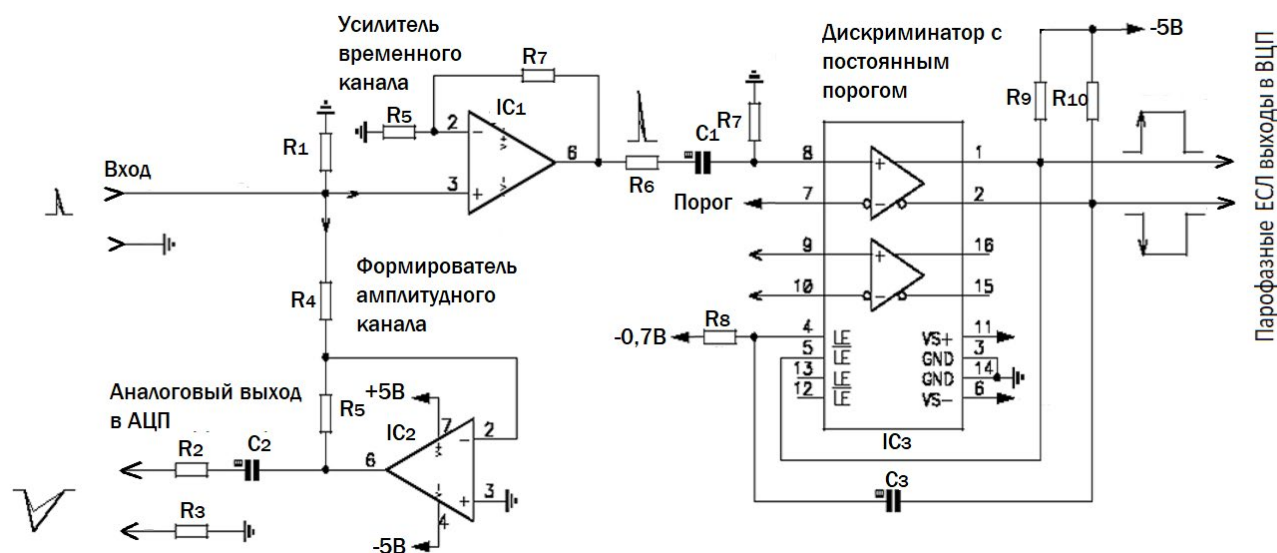


Рис. 14. Схема одного канала 16-канального модуля сплиттера—усилителя—дискриминатора САМАС.

паре проводов. Для согласования однофазного выхода интегратора на IC_2 с парафазной линией передачи использовано псевдодифференциальное согласование на резисторах R_2 и R_3 номиналом 56 Ом (рис.14). На приемной стороне модуля АЦП парафазный сигнал скрученной пары преобразовывался в однофазный сигнал при помощи импульсного трансформатора (A992 C.A.E.N. 16 Channel Impedance Adapter) и подавался на вход модуля АЦП (V792 C.A.E.N. QDC module) с ценой деления 0.1 фКл/отсчет. Модуль A992 представляет собой 16 трансформаторов импедансов для преобразования дифференциальных линий с волновым сопротивлением 110 Ом в однофазные сопротивлением 50 Ом.

После усиления сигнала в 10 раз во временном канале импульс в уровнях ЭСЛ по стандартному плоскому кабелю длиной 80 м передается в модуль ВЦП (V775 C.A.E.N.) с ценой отсчета 35 пс. Управление записью данных осуществлялось по триггеру в режиме с общим стартом.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Времяпролетная система эксперимента HARP впервые в мире была реализована на основе камер МРПС, принцип суммирования для времяпролетной системы показал реализуемость, и на практике была получена оптимальная структура системы считывания на основе 8-канального суммирующего предусилителя, обеспечивающая временное разрешение 146 пс времяпролетной

системы, покрывающей 8 м² и состоящей из 368 сумматоров.

В целом, опыт разработки системы считывания на основе принципа суммирования показал существенный потенциал для снижения джиттера суммирующего предусилителя за счет снижения его шумов и оптимизации конструкции камер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bogomilov M., Dedovich D., Damps R., Dydak F., Gapienko V., Semak A., Sviridov Y., Usenko E., Wotschack J., Zaets V. The HARP RPC time-of-flight system, // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A. 2003. V. 508. P.152.
2. Akindinov A., Alessandrini A., Alici A. et al. The MRPC detector for the ALICE Time Of Flight system: Final design and performances // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2006. V. 158. P. 60.
3. Ammosov V.V., Gapienko A., Semak V. et al. Four-Gap Glass RPC as a Candidate to a Large Area Thin Time-of-Flight Detector, IHEP Preprint 2002-10. Protvino, 2002.
4. Ammosov V.V., Gapienko A., Semak V. et al. Comparison of Timing Properties of Glass Multigap RPCs with 0.3 and 0.6 mm Subgap Width., IHEP Preprint 2002-14. Protvino, 2002.
5. Ammosov V., Boyko I., Chelkov G. et al. The HARP resistive plate chambers: Characteristics and physics performance, // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A. 2009. V. 602. P. 639.
6. Kay A. Operational Amplifier Noise: Techniques and Tips for Analyzing and Reducing Noise., 8–11 Southampton Street, London, Newnes, 2012. 2ISBN-13: 978-0750685252

УДК 621.314.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ДЕСТАБИЛИЗИРУЮЩИХ ФАКТОРОВ НА ПАРАМЕТРЫ СИЛОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНВЕРТОРОВ

©2024 г. В. И. Авдзейко^{а,*}, А. А. Дроздова^а, В. М. Рулевский^а, Д. Ю. Ляпунов^{а,б}

^аТомский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40

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

*e-mail: avdzeykovi@yandex.ru

Поступила в редакцию 08.04.2024 г.

После доработки 18.05.2024 г.

Принята к публикации 21.06.2024 г.

Проведено исследование воздействия основных 10 дестабилизирующих факторов на параметры силовых элементов конверторов. Конверторы, работающие в ключевом режиме, создают пульсации напряжения и тока в питающей сети и на входе подключаемых потребителей. Для уменьшения величины пульсаций предлагается использовать схемы с неполным диапазоном регулирования выходного напряжения, формирующие постоянную нерегулируемую и импульсную регулируемую составляющие в форме потребляемого тока и напряжения на входе выходного фильтра. В таких схемах нерегулируемая составляющая обеспечивает передачу электроэнергии потребителям без регулирования и фильтрации ее параметров, а снижение амплитуды регулируемой импульсной составляющей позволяет уменьшить индуктивность дросселей и емкость конденсаторов входных и выходных фильтров, следовательно, улучшить их массогабаритные показатели. Установлена зависимость размаха пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров от величины относительной импульсной составляющей напряжения. Исследование проведено на модели конвертора, созданной с использованием программы MATLAB Simulink. Результаты исследований получены для схем с неполным и полным диапазонами регулирования выходного напряжения, анализ которых доказал перспективность предложенной схемы.

DOI: 10.31857/S0032816224060063 EDN: ELOITS

1. ВВЕДЕНИЕ

Основными устройствами в системах электропитания (СЭП) являются преобразователи электрической энергии, предназначенные для согласования электрических параметров первичного источника с входными параметрами потребителей. В системах постоянного тока для этих целей применяются преобразователи постоянного тока в постоянный ток (далее — конверторы).

Регулирование выходных параметров конверторов осуществляется путем изменения длительности проводящего состояния ключей

и частоты их коммутации, а снижение влияния на питающую сеть и на работу потребителей обеспечивается сглаживающими входными и выходными LC -фильтрами. Традиционно конверторы создаются на базе схем с полной коммутацией потребляемого тока, что приводит к необходимости использования силовых ключей и элементов фильтров из условия регулирования и фильтрации полной преобразуемой мощности. Повышение частоты коммутации ключей в одно- и двухтактных схемах конверторов позволяет уменьшить параметры фильтров, но при полной коммутации тока оно не меняет

ни характера потребляемого тока, ни формы напряжения на входе выходного фильтра [1]. Уменьшить величину импульсной составляющей позволяют многофазные схемы [2, 3], а также схемы с неполной (частичной) глубиной модуляции регулируемого тока [4, 5], имеющие постоянную нерегулируемую и импульсную регулируемые составляющие напряжения на входе выходного фильтра. Снижение амплитуды регулируемой импульсной составляющей позволяет уменьшить индуктивность дросселей и емкость конденсаторов входных и выходных фильтров и, следовательно, улучшить их массогабаритные показатели (МГП). Основные недостатки приведенных схем — наличие гальванической связи между входными и выходными цепями и недостаточная выходная мощность.

Перспективным путем улучшения СЭП средней и большой мощности, по мнению авторов, является построение конверторов с неполным диапазоном регулирования выходного напряжения на базе как минимум двух инверторов, один из которых формирует нерегулируемую, а второй — регулируемую импульсную составляющие напряжения на входе выходного фильтра. Амплитуда напряжения импульсной составляющей ($U_{\text{рег}}$) выбирается исходя из требуемого диапазона регулирования выходного напряжения, она влияет на размах пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах входных и выходных фильтров. Нерегулируемая составляющая ($U_{\text{нр}}$) обеспечивает передачу электроэнергии потребителям без регулирования и фильтрации ее параметров. Величина относительной импульсной составляющей $n = U_{\text{рег}}/U_{\text{н}}$, равная отношению регулируемой импульсной составляющей к напряжению нагрузки ($U_{\text{н}}$), является косвенным критерием оценки параметров фильтров и оптимизации структуры конверторов.

Цель работы — определение влияния изменений параметров первичного источника, подключаемой нагрузки, частоты преобразования и относительной импульсной составляющей на размах пульсаций тока дросселей, напряжения на конденсаторах фильтров и амплитуду регулируемого тока.

Критериями влияния воздействия данных факторов выбраны размах пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах входных и выходных фильтров. Результаты воздействия

получены для схемы с неполным диапазоном регулирования выходного напряжения (далее — предложенная схема) в сравнении со схемой с полным диапазоном регулирования выходного напряжения (далее — схема прототипа).

2. СХЕМА КОНВЕРТОРА С НЕПОЛНОЙ ГЛУБИНОЙ МОДУЛЯЦИИ РЕГУЛИРУЕМОГО ТОКА

На рис. 1а приведена упрощенная схема предлагаемого конвертора в составе входного фильтра (ВФ), нерегулируемого инвертора И1, регулируемого инвертора И2, выпрямителя (В), выходного фильтра (ВыхФ) и нагрузки $R_{\text{н}}$. Входной фильтр предназначен для устранения влияния конвертора на питающую сеть, а выходной — для обеспечения требуемого качества выходного напряжения. На рис. 1б, в показаны диаграммы тока на выходе входного фильтра (тока потребления инверторов И1 и И2) и напряжения на входе выходного фильтра (на выходе выпрямителя).

Выходное нерегулируемое напряжение инвертора И1 ($U_{\text{нр}}$) выполняется со 180-градусным управлением, а выходное регулируемое напряжение инвертора И2 ($U_{\text{рег}}$) — с регулируемой длительностью от 0 до 180 эл. градусов. Последовательное соединение выходных обмоток трансформаторов Тр1 и Тр2 позволяет получить на входе выпрямителя переменное напряжение прямоугольной формы, а на его выходе — суммарное напряжение $U_{\text{нр}} + U_{\text{рег}}$ ($U_{\text{вх}}$, рис. 1в). Амплитуда и длительность $U_{\text{рег}}$ оказывают влияние на характер потребляемого тока и качество выходного напряжения конвертора, на параметры фильтров и ключей инверторов, а также на диапазон регулирования выходного напряжения ($U_{\text{н}}$). Для оценки этого влияния использовалась относительная величина импульсной составляющей n .

3. ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ

Анализ конвертора, содержащего входной и выходной фильтры, выпрямитель, два инвертора напряжения, один из которых имеет изменяемую длительность и амплитуду выходного напряжения, при изменении входных и выходных параметров конвертора, частоты преобразования, выходного тока, при наличии режимов

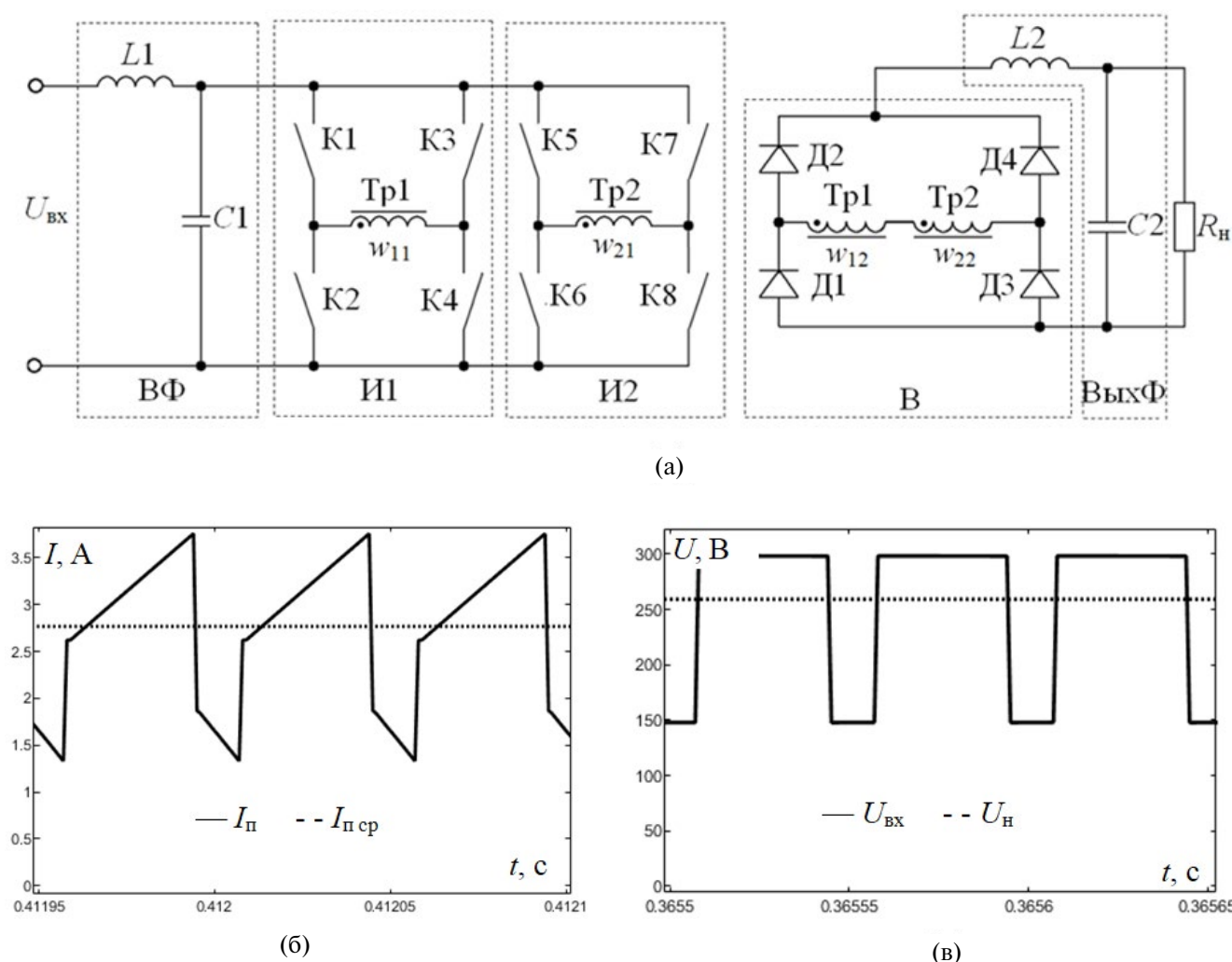


Рис. 1. Схема конвертора (а) и диаграммы тока на выходе входного фильтра I_{Π} (б) и напряжения на входе выходного фильтра U_{BX} (в).

прерывистых токов, а также при воздействии многих других дестабилизирующих факторов, является сложной задачей [1]. В известных публикациях анализ конверторов сводится к исследованию влияния ограниченного количества воздействующих факторов на параметры его силовых элементов, к оценке и расчету размаха пульсации входного тока или выходного напряжения, к расчету параметров входных или выходных фильтров. Авторы публикации [6] предлагают использовать традиционный подход к расчету параметров L и C , эффективное подавление пульсаций при которых обеспечивается выбором величины конденсатора с малым емкостным сопротивлением по сравнению с сопротивлением нагрузки, а дросселя с большим индуктивным сопротивлением — по отношению к сопротивлению нагрузки. Автор статьи [7] утверждает, что повышение эффективно-

сти фильтрации следует осуществлять путем усложнения и комбинации схем сглаживающих фильтров, например с режекторными или резонансными цепочками. Известна публикация [8], авторы которой используют интуитивный подход к нахождению значений L и C фильтров и рекомендуют применять метод проб и ошибок для нахождения их оптимальных параметров. В статье [9] рассмотрены вопросы фильтрации пульсации токов и напряжений путем установки дополнительных контроллеров, предназначенных для обеспечения заданных качественных входных и выходных параметров СЭП и подавления помех в питающей сети. Авторы работ [10] для обеспечения стабильности выходных параметров обращают внимание на обязательное согласование выходного сопротивления входного фильтра с входным сопротивлением конвертора. Для снижения трудоемкости процесса вычисле-

ния в ряде публикаций были предложены упрощенные методики расчета выходных фильтров. Например, в работе [11] предложена методика упрощенного расчета параметров LC -фильтров, в основу которой положен критерий минимума массы и габаритов при заданном значении превышения максимальной величины тока дросселя над средней величиной тока нагрузки. Автор статьи [12] разработал упрощенную методику расчета LC -фильтра, основанную на выборе допустимой величины пульсаций тока дросселя с учетом времени заряда конденсатора и времени коммутации в цепи нагрузки. В публикациях [13, 14] анализ и расчет предлагается осуществлять путем решения алгебраических уравнений или с помощью коммутационных функций, причем точный расчет элементов фильтра достигается только при решении сложных математических уравнений. Трудоемкость решения значительно усложняется при анализе конверторов с входными и выходными фильтрами, при регулировании выходных параметров, тем более при воздействии дестабилизирующих факторов. Чтобы избежать решения сложных уравнений, а также чтобы затем не доказывать точность используемых методик и не оценивать правомерность принятых допущений, авторы работы [15] предлагают находить оптимальные параметры схем конверторов путем их экспериментального подбора в процессе моделирования.

Отсутствие готовых методов анализа конверторов и необходимость учета воздействия большого количества дестабилизирующих факторов, влияющих на параметры силовых элементов конвертора, склонили авторов к выводу о целесообразности исследования предложенной схемы на базе модели, созданной с помощью программы MATLAB Simulink.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

По схеме рис. 1а была создана модель конвертора. При построении модели приняты допущения об идеальности силовых элементов схемы и первичного источника электропитания, мгновенной коммутации ключей, активном сопротивлении нагрузки, а также о неизменности тока нагрузки и напряжения источника питания в процессе проведения исследования. Критериями оценки влияния воздействия исследуемых факторов выбраны размах пульсаций тока дрос-

селей (ΔI_{L1} , ΔI_{L2}) и напряжения на конденсаторах (ΔU_{C1} и ΔU_{C2}) входных и выходных фильтров.

Базовыми параметрами схемы выбраны входное напряжение $U_{\text{вх}} = 300$ В, выходное напряжение на нагрузке $U_{\text{н max}} = 300$ В, выходное номинальное напряжение $U_{\text{ном}} = 225$ В, диапазон регулирования выходного напряжения (δ) от 150 до 300 В, максимальная выходная мощность $P_{\text{н}} = 1000$ ВА при $U_{\text{н}} = 300$ В, номинальное сопротивление нагрузки $R_{\text{н}} = 87.23$ Ом, частота коммутации инверторов $f = 10$ кГц, длительность выходных импульсов нерегулируемого инвертора И1 $\Theta = 180^\circ$; длительность регулируемого выходного напряжения инвертора И2 в процессе исследования изменялась от 0 до 180° .

Результаты воздействия получены для предложенной схемы с неполным $n = 0.1-0.9$ (далее — предлагаемая схема) и схемы с полным диапазоном регулирования выходного напряжения $n = 1$ (далее — схема прототипа), у которой отсутствует инвертор И1, а выходное напряжение регулируется от 0 до 300 В.

4. ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ДЕСТАБИЛИЗИРУЮЩИХ ФАКТОРОВ НА СИЛОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КОНВЕРТОРА

4.1. Влияние длительности импульсов регулируемого напряжения

Номинальные параметры фильтров $L_1 = 1.1$ мГн, $C_1 = 80$ мкФ, $L_2 = 1.2$ мГн, $C_2 = 65$ мкФ выбраны из следующих условий: размах пульсаций потребляемого тока (ΔI_{L1}) во всех режимах исследования не должен превышать $0.1 I_{\text{н max}}$, размах пульсаций напряжения на конденсаторах (ΔU_{C1} , ΔU_{C2}) не должен превышать $0.1\% U_{\text{н max}}$ во всем диапазоне изменения относительной длительности регулируемого напряжения Θ от 0.01 до $0.95 U_{\text{н max}}$.

В табл. 1 приведены значения размаха пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах сравниваемых схем для диапазона регулирования выходного напряжения от 150 до 300 В.

В предлагаемой схеме размах пульсаций у входного фильтра (ΔU_{C1} и ΔI_{L1}) меньше в 1.6 раза, а размах пульсаций у выходного фильтра (ΔI_{L2} и ΔU_{C2}) — в 2 раза меньше, чем в схеме прототипа во всем диапазоне изменения Θ . Пульсации тока дросселя и напряжения на конденсаторе выходного фильтра при $\Theta = 0.5$

достигают максимальных значений при любых значениях n .

4.2. Влияние относительной импульсной составляющей

Измерения проводились в диапазоне изменения n от 0.1 до 1.0. Для каждого значения n фиксировались значения Θ , при которых размахи пульсации тока дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров достигали максимальных значений. Полученные данные сведены в табл. 2. В предлагаемой схеме амплитуда регулируемой составляющей $U_{\text{рег}} = U_{\text{нр}} = 150 \text{ В}$ ($n = 0.5$), а в схеме прототипа $U_{\text{рег}} = 300 \text{ В}$ ($n = 1.0$).

При $n \leq 0.5$ максимальные пульсации наблюдаются при $\Theta = 0.5$; для $n \geq 0.5-0.7$ при $\Theta = 0.6$; а для $n \geq 0.7$ — при $\Theta > 0.65$. Приведенные данные в табл. 2 характеризуют влияние регули-

руемой импульсной составляющей на диапазон регулирования выходного напряжения и на размах пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров, а следовательно, на индуктивность дросселей и емкость конденсаторов. В предлагаемой схеме у входного фильтра размах пульсаций ΔI_{L1} меньше в 1.43 раза, ΔU_{C1} в 6.1 раз, а у выходного фильтра размах пульсаций ΔI_{L2} и ΔU_{C2} почти в 10 раз меньше, чем в схеме прототипа.

4.3. Влияние длительности регулируемых импульсов на амплитуду тока регулируемых транзисторов

Амплитуда токов транзисторов как функция Θ в исследуемых схемах фиксировалась при одинаковых значениях $U_{\text{н}}$ и $R_{\text{н}}$. Полученные значения амплитуды тока регулируемого $I_{T_{VI}}$

Таблица 1. Размах пульсаций ΔU_C и ΔI_L как функция Θ при $n = 0.5$ и $n = 1.0$

$n = 0.5$ (предлагаемая схема)											
Θ	0.01	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95
$\Delta I_{L1}, \text{ мА}$	0.074	0.367	0.719	1.0	1.3	1.4	1.4	1.3	1.0	0.596	0.373
$\Delta U_{C1}, \text{ В}$	0.013	0.059	0.112	0.155	0.19	0.21	0.214	0.201	0.164	0.099	0.064
$\Delta I_{L2}, \text{ А}$	0.118	0.539	0.953	1.254	1.443	1.506	1.443	1.254	0.953	0.539	0.339
$\Delta U_{C2}, \text{ В}$	0.011	0.054	0.096	0.126	0.144	0.150	0.144	0.126	0.096	0.054	0.034
$U_{\text{вых}}, \text{ В}$	150	165	180	195	210	225	240	255	270	285	290
$n = 1$ (схема прототипа)											
Θ	0.5	0.55	0.6	0.65	0.7	0.75	0.8	0.85	0.9	0.95	0.99
$\Delta I_{L1}, \text{ мА}$	1.9	2	2.2	2.2	2.2	2.1	1.9	1.5	1.1	0.714	0.25
$\Delta U_{C1}, \text{ В}$	0.295	0.315	0.337	0.346	0.342	0.331	0.297	0.239	0.187	0.122	0.044
$\Delta I_{L2}, \text{ А}$	2.994	2.974	2.869	2.675	2.495	2.275	1.896	1.432	1.072	0.673	0.234
$\Delta U_{C2}, \text{ В}$	0.299	0.297	0.286	0.268	0.251	0.229	0.19	0.143	0.107	0.067	0.023
$U_{\text{вых}}, \text{ В}$	150	165	180	195	210	225	240	255	270	285	290

Таблица 2. Зависимости максимального размаха пульсаций ΔI_L и ΔU_C от n

n	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9	1.0
$\Delta I_{L1 \text{ max}}, \text{ мА}$	0.376	0.972	1.4	1.8	2.1	2.2
$\Delta U_{C1 \text{ max}}, \text{ В}$	0.056	0.144	0.214	0.272	0.317	0.342
$\Delta I_{L2 \text{ max}}, \text{ А}$	0.301	0.903	1.506	2.108	2.710	2.994
$\Delta U_{C2 \text{ max}}, \text{ В}$	0.03	0.09	0.150	0.210	0.270	0.299
$U_{\text{вых}}, \text{ В}$	285	255	225	195	165	150
$\delta, \text{ В}$	270–300	210–300	150–300	90–300	30–300	0–300

(И2) и нерегулируемого $I_{ТГ1}$ (И1) транзисторов, тока нагрузки I_n и выходного напряжения U_n в предлагаемой схеме сведены в табл. 3.

В табл. 4 приведены амплитуды регулируемого тока инвертора И2 для схемы прототипа. Инвертор И1, формирующий нерегулируемую составляющую выходного напряжения, в схеме прототипа отсутствует. Выходное напряжение регулировалось в диапазоне от 150 до 300 В, измерения размаха пульсаций проводились при тех же значениях токов и напряжения нагрузки, что и для предлагаемой схемы.

В предлагаемой схеме при номинальной нагрузке ($R_n = 87.23 \text{ Ом}$) и изменении выходного напряжения U_n в диапазоне 150–300 В амплитуда тока регулируемого транзистора в 2–3 раза меньше, чем в схеме прототипа. Некоторые расхождения в показателях объясняются изменением формы тока в сравниваемых схемах.

4.4. Влияние напряжения первичного источника питания

Исследование влияния напряжения первичного источника питания на размах пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров проведено при изменении напряжения питания конвертора от 270 до 330 В ($U_{ном} \pm 10\%$). Длительность регулируемых импульсов выбрана равной 0.5, при этой величине размах пульсаций достигает максимальных значений.

В предлагаемой схеме при изменении $U_{вх}$ от 270 до 330 В только пульсация тока дросселя увеличилась в 1.33 раза, изменение размаха пульсаций на остальных элементах фильтров у сравниваемых схем произошло в 1.22 раза.

В среднем размах пульсаций на элементах фильтров прямо пропорционален входному напряжению первичного источника электропитания. Размах пульсаций в схеме прототипа в 2 раза больше, чем в предлагаемой схеме (табл. 5).

4.5. Влияние выходного напряжения

Исследовалось влияние величины выходного напряжения на размах пульсаций токов дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров при изменении выходного напряжения от 150 до 300 В при $R_n = \text{const}$. По результатам измерений построены диаграммы размаха пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах входных и выходных фильтров в зависимости от выходного напряжения (рис. 2).

В предлагаемой схеме размахи пульсаций ΔI_{L1} и ΔU_{C1} входного фильтра достигают максимального значения при $U_n = 240 \text{ В}$, а в схеме прототипа при $U_n = 216 \text{ В}$. Размах пульсаций у выходного фильтра в предлагаемой схеме достигает максимального значения при $U_n = 225 \text{ В}$, а в схеме прототипа — при $U_n = 195 \text{ В}$.

В предлагаемой схеме размах пульсаций ΔU_{C1} в 1.62 раза, ΔI_{L1} — в 1.57 раза, а ΔI_{L2} и ΔU_{C2} — в 2 раза меньше, чем в схеме прототипа, что повторяет показатели, приведенные в табл. 1.

4.6. Влияние тока нагрузки

Исследование влияния тока нагрузки на размах пульсаций тока дросселей и напряжений на конденсаторах фильтров проведено при $U_{н ном} = 225 \text{ В}$, токе нагрузки $I_{н ном} = 2.56 \text{ А}$, при номинальных параметрах фильтров $L_1 = 1.1 \text{ мГн}$, $C_1 = 80 \text{ мкФ}$, $L_2 = 1.2 \text{ мГн}$, $C_2 = 65 \text{ мкФ}$ в диапа-

Таблица 3. Максимальный ток транзисторов в предлагаемой схеме

Θ	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95
$I_{ТГ1}$ (И2), А	1.2	1.4	1.56	1.69	1.8	1.85	1.89	1.89	1.86	1.84
$I_{ТГ1}$ (И1), А	1.15	1.35	1.52	1.65	1.76	1.83	1.87	1.88	1.86	1.84
I_n , А	1.87	2.04	2.21	2.39	2.56	2.73	2.9	3.07	3.25	3.32
U_n , В	165	180	195	210	225	240	255	270	285	290

Таблица 4. Максимальный ток транзисторов И2 в схеме прототипа

Θ	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95
$I_{ТГ1}$ (И2), А	3.41	3.69	3.84	3.87	3.77	3.69
I_n , А	1.7	2.05	2.39	2.74	3.08	3.22
U_n , В	150	180	210	240	270	280

Таблица 5. Размах пульсаций при изменении $U_{\text{вх}}$

$U_{\text{вх}}, \text{В}$	270	285	300	315	330
Предлагаемая схема					
$\Delta I_{L1}, \text{мА}$	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6
$\Delta U_{C1}, \text{В}$	0.189	0.199	0.21	0.221	0.231
$\Delta I_{L2}, \text{А}$	1.355	1.43	1.506	1.581	1.656
$\Delta U_{C2}, \text{В}$	0.135	0.143	0.15	0.158	0.165
Схема прототипа					
$\Delta I_{L1}, \text{мА}$	1.8	1.9	2	2.1	2.2
$\Delta U_{C1}, \text{В}$	0.265	0.279	0.295	0.309	0.324
$\Delta I_{L2}, \text{А}$	2.694	2.844	2.994	3.145	3.295
$\Delta U_{C2}, \text{В}$	0.269	0.284	0.299	0.314	0.329

зоне изменения тока нагрузки от $0.2I_{\text{н ном}}$ до $1.2I_{\text{н max}}$. Полученные результаты для сравниваемых схем приведены в табл. 6.

В предлагаемой схеме при токе нагрузки $0.2I_{\text{н ном}}$, равном 0.512 А, размах пульсаций тока дросселя выходного фильтра $\Delta I_{L2}/2$ также равен 0.512 А. При дальнейшем уменьшении $I_{\text{н}}$ возникает режим прерывистого тока. Следовательно, диапазон регулирования тока нагрузки от $I_{\text{н max}}$, составляющего 3.44 А, до 0.512 А равен 0.85. В схеме прототипа режим прерывистого тока имеет место при $I_{\text{н}}$ больше $0.4I_{\text{н ном}}$, поэтому диапазон регулирования тока нагрузки равен 0.7, что меньше, чем у предлагаемой схемы, на 15%. Размах пульсаций токов дросселей и напряжений на конденсаторах фильтров в 1.43–1.52 раза меньше у предлагаемой схемы. При максимальном токе нагрузки ($I_{\text{н max}} = 3.44 \text{ А}$) размах пульсаций в ней не превышает требуемых значений, а в схеме прототипа размах пульсаций конденсатора входного фильтра равен 0.41 В, что на 36.6% больше допустимой величины, и для ее снижения необходимо увеличивать емкость конденсатора C_1 . Размах пульсаций тока дросселя и напряжения на конденсаторе выходного фильтра не зависят от тока нагрузки при неизменной величине выходного напряжения.

4.7. Влияние размаха пульсации потребляемого тока

Определение влияния качества потребляемого тока на параметры входных и выходных фильтров осуществлялось подбором индуктивности L_1 в диапазоне изменения пульсаций

потребляемого тока ΔI_{L1} от 0.5 до $1.5 \Delta I_{L1 \text{ ном}}$. Полученные значения индуктивности входного фильтра для сравниваемых схем, а также размах пульсаций напряжения на конденсаторах C_1 и C_2 для выходного фильтра приведены в табл. 7.

Приведенные в табл. 7 данные доказывают, что повышение требований к размаху пульсаций потребляемого тока при неизменном токе нагрузки достигается только за счет увеличения индуктивности дросселя L_1 входного фильтра, при этом размах пульсаций на остальных элементах фильтров в сравниваемых схемах не зависит от ΔI_{L1} . Индуктивность L_1 во всем диапазоне изменения размаха пульсаций потребляемого тока в предлагаемой схеме требуется в 1.4–1.5 раз меньше, чем в схеме прототипа.

4.8. Исследование влияния размаха пульсации выходного напряжения

Исследования проводились при номинальных параметрах элементов фильтров $\Theta = 0.5$, $U_{\text{н}} = 225 \text{ В}$, $\Delta U_{C2} = 0.15 \text{ В}$. За счет изменения емкости конденсатора C_2 устанавливался требуемый размах пульсации выходного напряжения $\Delta U_{C2 \text{ ном}}$ в диапазоне от 0.5 до 1.5 и проводилось измерение размаха пульсаций на остальных элементах фильтров. В табл. 8 приведены значения необходимой емкости конденсатора C_2 при изменении размаха пульсаций выходного напряжения в диапазоне от 0.075 В до 0.225 В.

Полученные измерения показали, что требуемый размах пульсации выходного напряжения ΔU_{C2} (качество выходного напряжения)

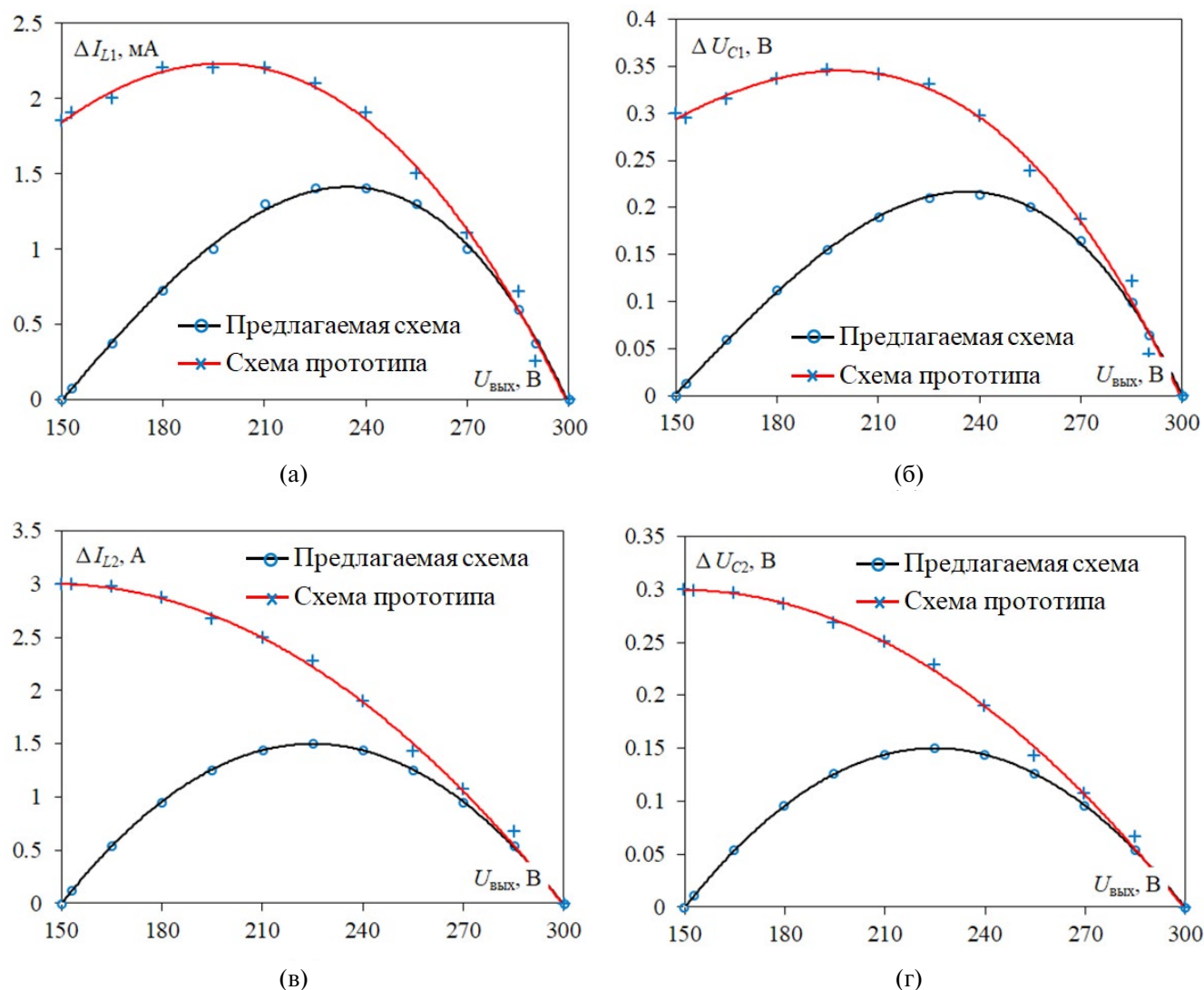


Рис. 2. Размах пульсаций на элементах входного (а, б) и выходного (в, г) фильтров при изменении выходного напряжения.

реализуется только за счет изменения емкости C_2 . Размах пульсаций на остальных элементах фильтров остается постоянным при изменении ΔU_{C2} .

4.9. Влияние частоты промежуточного преобразования

Цель данного раздела исследования — выявление влияния частоты работы инверторов на размах пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров. Для возможности исследования размаха пульсаций на частоте 5 кГц подобраны следующие значения параметров компонентов фильтров: $L_1 = 2$ мГн; $C_1 = 115$ мкФ; $L_2 = 2.4$ мГн; $C_2 = 65$ мкФ, при них размах пульсаций напряжения на конденсаторах ΔU_{C1} и ΔU_{C2} не превышал величины $0.1 U_{н\max}$,

а размах пульсаций потребляемого тока ΔI_{L1} был меньше $0.1 I_{н\max}$. Измерения проводились при $\Theta = 0.5$, $U_{н} = 225$, $I_{н} = 2.56$ А. Полученные значения пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров при изменении частоты коммутации ключей инверторов от 5 до 25 кГц сведены в табл. 9.

В соответствии с приведенными значениями размах пульсаций ΔU_{C1} и ΔI_{L2} уменьшается при повышении частоты с 5 до 25 кГц практически в 5 раз, размах пульсаций ΔI_{L1} почти в 30 раз, а ΔU_{C2} в 25 раз, т.е. пропорционально отношению верхней и нижней частот $f_{\text{верх}}/f_{\text{нижн}}$. Необходимо учитывать, что при частоте работы инверторов f все фильтры работают на частоте $2f$. Оптимальный диапазон частоты промежуточного преобразования 10–20 кГц. Повышение

Таблица 6. Размах пульсаций тока дросселей и напряжений на конденсаторах фильтров при изменении тока нагрузки

Предлагаемая схема							
Параметры	$I_H = I_{\max}$	$I_H = 1.0I_{H \text{ ном}}$	$I_H = 0.8I_{H \text{ ном}}$	$I_H = 0.6I_{H \text{ ном}}$	$I_H = 0.4I_{H \text{ ном}}$	$I_H = 0.3I_{H \text{ ном}}$	$I_H = 0.2I_{H \text{ ном}}$
R_H , Ом	65	87.23	110	145	220	295	440
I_H , А	3.44	2.56	2.048	1.536	1.024	0.768	0.512
ΔI_{L1} , мА	1.8	1.4	1.2	1.1	0.89	0.83	0.76
ΔU_{C1} , В	0.27	0.21	0.17	0.15	0.12	0.11	0.10
ΔI_{L2} , А	1.51	1.51	1.51	1.51	1.51	1.51	1.03
ΔU_{C2} , В	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.14
L_2 , мГн	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
U_H , В	225	225	225	225	225	225	225

Схема прототипа					
Параметры	$I_H = I_{\max}$	$I_H = 1.0I_{H \text{ ном}}$	$I_H = 0.8I_{H \text{ ном}}$	$I_H = 0.6I_{H \text{ ном}}$	$I_H = 0.4I_{H \text{ ном}}$
R_H , Ом	65	87.23	110	145	220
I_H , А	3.44	2.56	2.048	1.536	1.024
ΔI_{L1} , мА	2.5	2.1	1.8	1.5	1.3
ΔU_{C1} , В	0.41	0.33	0.28	0.24	0.197
ΔI_{L2} , А	2.16	2.16	2.16	2.16	2.04
ΔU_{C2} , В	0.229	0.229	0.229	0.229	0.21
L_2 , мГн	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
U_H , В	225	225	225	225	225

Таблица 7. Индуктивность L_1 , необходимая для обеспечения заданной величины размаха пульсации потребляемого тока

ΔI_{L1}	$0.5 \Delta I_{L1 \text{ ном}}$	$0.75 \Delta I_{L1 \text{ ном}}$	$1 \Delta I_{L1 \text{ ном}}$	$1.25 \Delta I_{L1 \text{ ном}}$	$1.5 \Delta I_{L1 \text{ ном}}$
Предлагаемая схема					
ΔI_{L1} , мА	0.7	1.05	1.4	1.75	2.1
ΔU_{C1} , В	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21
ΔI_{L2} , А	1.51	1.51	1.51	1.51	1.51
ΔU_{C2} , В	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15
I_H , А	2.56	2.56	2.56	2.56	2.56
L_1 , мГн	2.2	1.4	1.1	0.9	0.75

Схема прототипа					
ΔI_{L1} , мА	0.7	1.05	1.4	1.75	2.1
ΔU_{C1} , В	0.32	0.32	0.32	0.32	0.32
ΔI_{L2} , А	2.16	2.16	2.16	2.16	2.16
ΔU_{C2} , В	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22
I_H , А	2.56	2.56	2.56	2.56	2.56
L_1 , мГн	3.0	2.2	1.6	1.3	1.05

Таблица 8. Значение C_2 , необходимое для обеспечения заданной величины размаха пульсации выходного напряжения

ΔU_{C_2}	$0.5\Delta U_{C_2 \text{ ном}}$	$0.75\Delta U_{C_2 \text{ ном}}$	$1.0\Delta U_{C_2 \text{ ном}}$	$1.25\Delta U_{C_2 \text{ ном}}$	$1.5\Delta U_{C_2 \text{ ном}}$
Предлагаемая схема					
ΔI_{L1} , мА	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
ΔU_{C1} , В	0.21	0.21	0.21	0.21	0.21
ΔI_{L2} , А	1.51	1.51	1.51	1.51	1.51
ΔU_{C2} , В	0.075	0.11	0.15	0.188	0.225
I_n , А	2.56	2.56	2.56	2.56	2.56
C_2 , мкФ	135	90	65	52.5	43
Схема прототипа					
ΔI_{L1} , мА	2.1	2.1	2.1	2.1	2.1
ΔU_{C1} , В	0.32	0.32	0.32	0.32	0.32
ΔI_{L2} , А	2.16	2.16	2.16	2.16	2.16
ΔU_{C2} , В	0.075	0.11	0.15	0.188	0.225
I_n , А	2.56	2.56	2.56	2.56	2.56
C_2 , мкФ	195	135	95	75	63

Таблица 9. Размах пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров в зависимости от частоты промежуточного преобразования

f , кГц	5	10	20	25
ΔI_{L1} , мА	2.2	0.49	0.11	0.074
ΔU_{C1} , В	0.29	0.14	0.067	0.053
ΔI_{L2} , А	1.54	0.75	0.36	0.28
ΔU_{C2} , В	0.3	0.075	0.018	0.012

частоты свыше 20 кГц нецелесообразно из-за роста динамических потерь в ключах.

4.10. Исследование возникновения режима прерывистых токов в дросселе выходного фильтра

Режим возникновения прерывистых токов ограничивает диапазон регулирования тока нагрузки I_n , он возникает при равенстве пульсации тока дросселя ($\Delta L_2/2$) и тока нагрузки: $I_n - \Delta L_2/2 = 0$. Расширение диапазона регулирования тока нагрузки (при активной нагрузке) достигается при уменьшении пульсаций тока дросселя за счет увеличения индуктивности L_2 , что позволяет снизить минимальную величину I_n и расширить диапазон регулирования выходного тока. Исследование возникновения режи-

ма прерывистых токов в схемах проводилось при номинальных параметрах фильтров L_1 , C_1 и C_2 , величине выходного напряжения 225 В, равных токах нагрузки в диапазоне изменения R_n от 87.23 до 500 Ом путем подбора индуктивности L_2 . Возникновение режима прерывистых токов фиксировалось по изменению формы U_n и напряжения U_L на дросселе $L2$ (рис. 3). При возникновении прерывистых токов увеличивалась индуктивность L_2 до обеспечения требуемой величины I_n . Полученные в результате исследований данные сведены в табл. 10.

В момент включения транзисторов регулируемого инвертора ток в цепи питания инверторов растет, а ток на входе выходного фильтра уменьшается. Вследствие этого пульсация тока

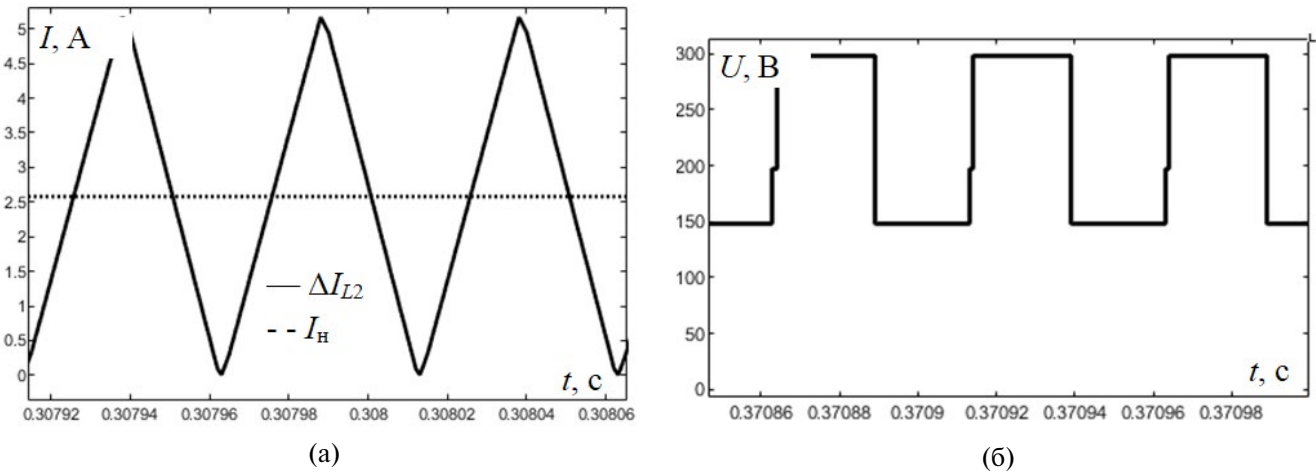


Рис. 3. Диаграммы пульсации тока дросселя L_2 (а) и напряжения на входе выходного фильтра (б) в режиме прерывистых токов.

Таблица 10. Зависимости тока нагрузки от индуктивности дросселя L_2 , при которых возникает режим прерывистых токов

Предлагаемая схема						
R_n , Ом	87.23	100	200	300	400	500
I_n , А	2.56	2.23	1.12	0.75	0.56	0.45
$\Delta I_{L2}/2$, А	0.755	0.755	0.755	0.755	0.56	0.45
I_{np}^* , А	1.805	1.475	0.365	-0.005	0	0
L_2 , мГн	1.2	1.2	1.2	1.2	1.5	1.8
Схема прототипа						
R_n , Ом	87.23	100	200	300	400	500
I_n , А	2.56	2.23	1.12	0.75	0.56	0.45
$\Delta I_{L2}/2$, А	1.08	1.08	1.07	0.75	0.565	0.45
I_{np}^* , А	1.48	1.15	0.05	0.0	0.05	0.0
L_2 , мГн	1.2	1.2	1.2	1.45	1.75	2.2

Примечание: I_{np}^* — нерегулируемая составляющая тока нагрузки, равная разнице I_n и $\Delta I_{L2}/2$.

дросселя L_1 всегда ниже тока потребления инверторов, поэтому у входного фильтра режим прерывистых токов не наступает.

В предлагаемой схеме режим прерывистых токов проявляется при $I_n = 0.75$ А, а в схеме прототипа при 1.12 А. Увеличение диапазона изменения тока нагрузки достигается за счет нерегулируемой составляющей напряжения на входе выходного фильтра. Для снижения выходного тока до величины 0.5 А в предлагаемой схеме необходимо увеличить индуктивность дросселя до 1.8 мГн, а в схеме прототипа — до 2.2 мГн. В номинальном режиме работы конверторов

размах пульсаций тока дросселя L_2 не зависит от тока нагрузки.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено комплексное экспериментальное исследование влияния 10 возможных дестабилизирующих факторов на параметры силовых элементов, а также выполнено сравнение предложенной схемы и схемы прототипа.

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Созданная электронная модель конвертора позволяет исследовать влияние рассмотренных дестабилизирующих факторов на параметры элементов конвертора.

2. Предлагаемую схему с неполным диапазоном регулирования выходного напряжения наиболее эффективно применять в СЭП с диапазоном регулирования выходного напряжения не более 50–60 % от $U_{н\text{ ном}}$. Системы с большим диапазоном целесообразно разрабатывать с многозонным регулированием выходных параметров.

3. Оптимальный диапазон частоты преобразования у конверторов средней мощности составляет 10–20 кГц. Повышение частоты с 5 до 25 кГц позволяет уменьшить размах пульсации тока дросселя входного фильтра и напряжения на конденсаторе выходного фильтра в 25–30 раз. Размах пульсаций напряжения на конденсаторе входного фильтра и тока дросселя выходного фильтра снижается практически прямо пропорционально с увеличением частоты преобразования.

4. Размах пульсации тока потребления зависит только от индуктивности входного дросселя, а размах пульсаций выходного напряжения — только от емкости конденсатора выходного фильтра.

5. Размах пульсаций тока дросселя и напряжения на конденсаторе выходного фильтра не зависит от тока нагрузки.

6. Постоянная составляющая напряжения на входе выходного фильтра обеспечивает расширение диапазона регулирования тока нагрузки.

7. При 50-процентном диапазоне регулирования выходного напряжения у предлагаемой схемы параметры входных и выходных фильтров в 1.4–1.6 раза меньше, чем у схемы конвертора с полным диапазоном регулирования.

Полученные результаты будут полезны специалистам в области проектирования и создания систем электропитания, а также при разработке нового направления проектирования конверторов средней и большой мощностей, обеспечивающего снижение параметров силовых элементов, меньшую величину пульсации потребляемого тока и лучшее качество выходного

напряжения по сравнению со схемами, выполненными с полностью регулируемым выходным напряжением.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-29-00403, <https://rscf.ru/project/23-29-00403/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Моин В.С. Стабилизированные транзисторные преобразователи. Москва: Энергоатомиздат, 1986.
2. Гейтенко Е.Н. Источники вторичного электропитания. Схемотехника и расчет. Учебное пособие. М.: СОЛОН-ПРЕСС, 2008.
3. Белов Г.А., Павлова А.А., Серебрянников А.В. // Вестник Чувашского университета. 2008. № 2. С. 151.
4. Кобзев А.В., Коновалов Б.И., Семенов В.Д. Энергетическая электроника: Учебное пособие. Томск: Томский межвузовский центр дистанционного образования, 2010.
5. Найфельт Г.С., Мазель К.Б., Хусоинов Ч.И., Заatikян Г.П., Шаров Л.Н., Кузнецов С.А., Алексеев В.А., Киселев Л.М., Тихонов В.И., Шуваев Ю.Н. Источники электропитания радиоэлектронной аппаратуры. Москва: Радио и связь, 1985.
6. Рентюк В. // Компоненты и технологии. 2016. № 11. С. 84.
7. Stefan K. // Input Filter for DCDC Converter. 2020. P. 7.
8. Pyakuryal S., Matin M.A. // Filter Design for AC to DC Converter. 2013.
9. Prodanovic M., Green T.C. // IEEE Trans. on Power Electronics. 2003. V. 18. P. 380. <https://doi.org/10.1109/TPEL.2002.807166>
10. Liao J., Zhou N., Wang Q. // Energies. 2018. V. 11. P. 20. <https://doi.org/10.3390/en11113128>
11. Григораш О.В., Ивановский О.Я., Туаев А.С. // Научный журнал КубГАУ. 2017. №133(09). С. 11.
12. Коршунов А.А. // Силовая электроника. 2005. № 3. С. 91.
13. Geng X., Yang X.J., Zhang Z.M., Tang H.J., Bai L.Y. // WSEAS Trans. on Systems and Control. 2011. V. 6. P. 324.
14. Yuan G., Tao Y., Dragicevi T., Bozhko S., Wheeler P., Zheng C. // IEEE Trans. on Power Electronics. 2020. V. 36. P. 9. <https://doi.org/10.1109/TPEL.2020.3017862>
15. Sudeep P., Mohammad M. // Int. Refereed J. Engineering Science. 2013. V. 2. P. 49.

УДК 621.316.722.1:621.3.027.58

АКТИВНОЕ ПОДАВЛЕНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ВЫХОДНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИСТОЧНИКОВ НАПРЯЖЕНИЯ

© 2024 г. А. И. Сергеев^а

^аУральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
Россия, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19
e-mail: aistkot@bk.ru

Поступила в редакцию 13.12.2023 г.

После доработки 05.02.2024 г.

Принята к публикации 18.02.2024 г.

Описаны работа и результаты испытаний действующего макета высоковольтного источника питания с активным подавлением пульсаций выходного напряжения. Частота задающего генератора источника 90 кГц, величина емкостей диодно-емкостной схемы умножения 10 нФ. Испытания устройства проведены при выходном напряжении 1 кВ и токе нагрузки 1 мА. Указаны настройки, с помощью которых достигнута амплитуда пульсаций выходного напряжения от пика до пика не превышает 150 мкВ при выходном сопротивлении источника по постоянному току не более 20 кОм.

DOI: 10.31857/S0032816224060077 EDN: ELGZYS

1. ВВЕДЕНИЕ

Амплитуда пульсаций выходного напряжения является важной характеристикой высоковольтных источников питания блоков детектирования ионизирующего излучения (ИИ). Обычно такие источники напряжения имеют в своем составе генератор сигналов, высокочастотный трансформатор и диодно-емкостную схему умножения напряжения. Амплитуда пульсаций выходного напряжения обратно пропорциональна частоте генератора и величине емкостей схемы умножения. В работе [1] описан высоковольтный источник питания блоков детектирования ИИ. Для обеспечения малой амплитуды пульсаций частота генератора выбрана в интервале от 80 до 150 кГц, а величина емкостей схемы умножения — 100 нФ. На выходе схемы умножения использован сглаживающий $R-C-R-C$ -фильтр. Амплитуда пульсаций выходного напряжения источника от пика до пика не превышает 1 мВ при выходной мощности от 0.5 до 1.5 Вт и часто-

те генератора 100 кГц. Выходное сопротивление источника по постоянному току составляет 23 кОм.

Обеспечить малую амплитуду пульсаций можно путем их подавления сигналами противоположной полярности. В работе [2] описан источник питания с незаземленной вторичной обмоткой повышающего трансформатора. Точка соединения вторичной обмотки и “вывода низкого потенциала схемы умножения” подключена к выходу источника “компенсирующего напряжения”. Это напряжение формируется в результате сравнения сигналов с выхода схемы умножения источника высокого напряжения и выхода внутреннего источника эталонного напряжения. На выходе схемы умножения использован сглаживающий $R-C-R-C$ -фильтр. Емкости конденсаторов схемы умножения (на четыре) относительно невелики — две емкости 15 нФ и две 3.3 нФ. Амплитуда пульсации выходного напряжения при частоте генератора

110 кГц и максимальном токе нагрузки 1 мА не превышает 3.3 мВ. Выходное сопротивление источника по постоянному току 220 кОм.

Ниже описаны работа и результаты испытаний действующего макета высоковольтного источника напряжения с заземленной вторичной обмоткой трансформатора и активным подавлением пульсаций выходного напряжения.

Основное внимание уделено вопросу уменьшения амплитуды пульсаций выходного напряжения источника, поэтому не рассматриваются возможная схемотехника установки и стабилизация величины выходного напряжения источника.

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СХЕМА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Схема источника питания с заземленной вторичной обмоткой трансформатора показана на рис. 1. На схеме буквой "G" обозначен генератор синусоидальных колебаний ГЗ-118.

Частота выходных сигналов генератора составляет 90 кГц. Регулировка выходного напряжения ручная; T — малогабаритный ферритовый трансформатор с Ш-образным сердечником. Все конденсаторы — высоковольтные керамические Hitano KF3F103Z-L016BD15.5

с допуском Z ($-20...+80\%$). Емкости имеют следующие значения: $C_6 = 20$ нФ, остальные — по 10 нФ. Используются диоды UF4007 (D_1-D_4). Сопротивления имеют следующие значения: $R_1 = 150$ Ом; $R_3, R_7 = 1$ кОм; $R_4 = 560$ Ом; $R_5 = 68$ кОм; R_2^* и R_6^* — переменные сопротивления. Эти сопротивления имеют тип С2-29 или МЛТ 0.125 с допуском 5%. Используются операционные усилители (ОУ) ADA4817, корпус soic 8 [3].

Из доступных высокочастотных ОУ эти усилители имеют минимальное время задержки сигнала, что в данном случае имеет решающее значение для обеспечения устойчивости устройства. Питание ОУ двухполярное (+5 В и −5 В).

Уменьшение амплитуды пульсаций выходного напряжения достигается их подавлением сигналами противоположной полярности.

Работа схемы на рис. 1 аналогична работе основной инвертирующей схемы включения ОУ, где возмущение на инвертирующем входе ОУ, вызванное внешним сигналом, подавляется сигналом обратной связи с выхода ОУ. Чем больше собственный коэффициент усиления ОУ и коэффициент усиления основной инвертирующей схемы включения, тем сильнее подавляется возмущение на инвертирующем входе ОУ.

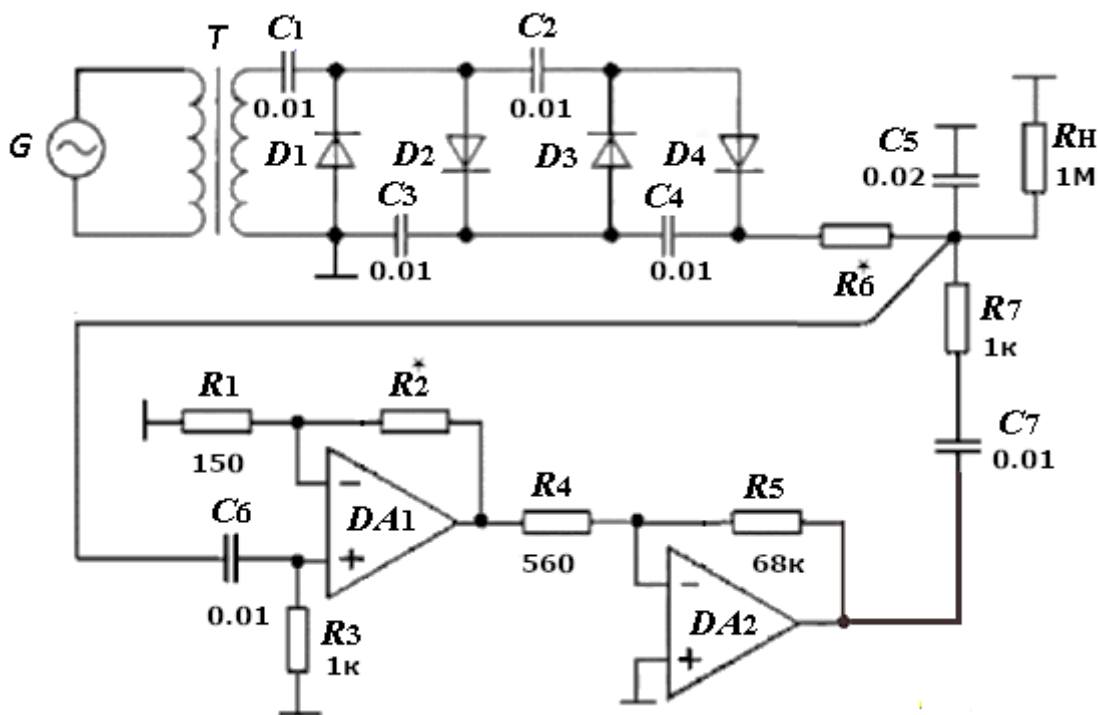


Рис. 1. Схема источника напряжения с заземленной вторичной обмоткой трансформатора и активным подавлением пульсаций.

Напряжение с выхода схемы умножения через сопротивление R_6 поступает на выход устройства. Переменная составляющая выходного сигнала (пульсации) выделяется дифференцирующей цепью $C_6 R_3$, усиливается со сменой полярности и поступает на выход устройства через цепь $C_7 R_7$. Усиление двухкаскадное. Первый каскад усиления на основе ОУ DA_1 в неинвертирующем включении с высоким входным сопротивлением, второй каскад на основе ОУ DA_2 в инвертирующем включении.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Все измерения проводились двухлучевым аналоговым электронным осциллографом (ЭО). Погрешность таких измерений обычно принимается равной 10%. Амплитуда пульсаций напряжения измерялась от пика до пика. Горизонтальная чувствительность ЭО для приведенных ниже осциллограмм равна 5 мкс/дел.

Для оценки эффективности описанной схемотехники предварительно без применения активного подавления пульсаций измерялась их амплитуда на выходе схемы умножения и на выходе интегрирующей цепи $R_6 C_5$, нагруженных на сопротивление 1 МОм при напряжении 1 кВ.

При измерении амплитуды пульсаций на выходе схемы умножения разрывалась связь между ее выходом и сопротивлением R_6 .

Для измерения использовался широкополосный делитель напряжения с коэффициентом деления ($K_{\text{дел}}$) 100 : 1 (1 МОм, 200 пФ : 10 кОм, 20 нФ), который и являлся нагрузкой. Сопротивление входа делителя относительно земли $R_{\text{дел}} = 1.01$ МОм. Постоянная составляющая напряжения на выходе делителя, равная 10.1 В, устанавливалось при открытом входе ЭО (гальваническая связь). На рис. 2 верхняя осциллограмма — это первый канал ЭО (сигнал на выходе генератора), чувствительность ЭО по вертикали равна 10 В/дел, двойная амплитуда синусоидального сигнала 19 В; нижняя осциллограмма — это второй канал ЭО, закрытый вход ЭО (емкостная связь) — пульсации выходного напряжения схемы умножения. Пульсации имеют импульсную форму. Амплитуда пульсаций с учетом $K_{\text{дел}}$ и вертикальной чувствительности ЭО 20 мВ/дел равна 4.3 В.

При измерении амплитуды пульсаций на выходе интегрирующей цепи $R_6 C_5$ эта цепь подключалась к выходу схемы умножения. Нагрузкой служил указанный выше делитель напряжения. Выходное напряжение делителя равно 10.1 В. Элементы схемы C_7 , R_7 и R_8 отключены от выхода интегрирующей цепи $R_6 C_5$. Сопротивление $R_6 = 1.8$ кОм, емкость $C_5 = 20$ нФ. Амплитуда пульсаций с учетом $K_{\text{дел}}$ и вертикальной чувствительности ЭО В/дел равна 400 мВ, что в 10.75 раза меньше, чем в предыдущем эксперименте.

Испытания источника напряжения по схеме рис. 1 с активным подавлением пульсаций проведены также при нагрузке $R_{\text{н}} = 1$ МОм и выходном напряжении $U_{\text{вых}} = 1$ кВ.

Амплитуда пульсаций выходного напряжения зависит как от общего усиления обоих каскадов, так и от соотношения между сопротивлениями R_6 и R_7 . Коэффициент усиления второго каскада $K_{\text{ус2}} = 121.4$, он выбирался экспериментально. Изменение общего коэффициента усиления обоих каскадов осуществлялось изменением величины сопротивления обратной связи R_2 первого каскада, т.е. изменением $K_{\text{ус1}}$, а изменение соотношения между сопротивлениями R и R_7 — изменением R_6 . Амплитуда пульсаций, уменьшается при увеличении как $K_{\text{ус1}}$, так и сопротивления R_6 .

Измерение зависимости амплитуды пульсаций от величины $K_{\text{ус1}}$ проводилась при сопротивлении $R_6 = 1.8$ кОм. Установлено, что при $R_2 = 560$ Ом и $K_{\text{ус1}} = 4.8$ амплитуда пульсаций равна 3.1 мВ, при $R_2 = 1.35$ кОм и $K_{\text{ус1}} = 10.0$ амплитуда пуль-

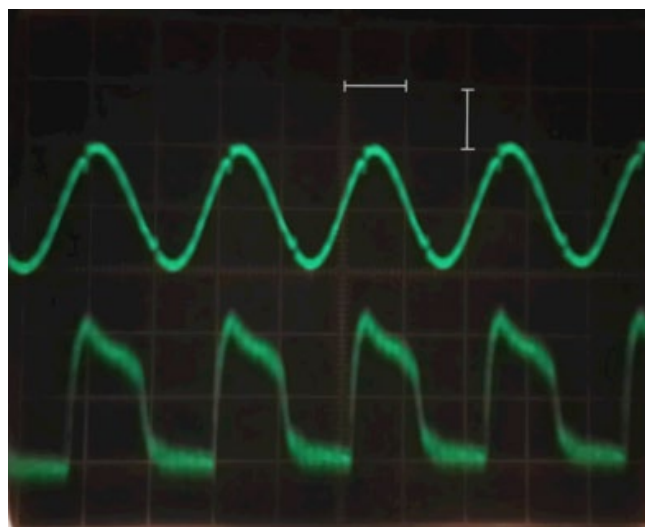


Рис. 2. Осциллограммы сигналов на выходе генератора и выходе схемы умножения.

саций равна 1.8 мВ, при $R_2 = 2.1$ кОм и $K_{ycl} = 15.0$ амплитуда пульсаций равна 1.3 мВ.

На рис. 3 верхняя осциллограмма (первый канал ЭО) — это сигнал на выходе ОУ DA_2 , чувствительность ЭО по вертикали равна 1 В/дел, амплитуда сигнала равна 2.4 В; нижняя осциллограмма (второй канал ЭО) — это сигнал на входе ОУ DA_1 (пульсации выходного напряжения устройства), чувствительность ЭО по вертикали равна 1 мВ/дел, $K_{ycl} = 15.0$, пульсации напряжения имеют импульсную форму с амплитудой 1.3 мВ.

Импульсная форма пульсаций выходного напряжения объясняется следующим. Максимальный размах переменного напряжения в устройстве наблюдается между выходом схемы умножения и выходом ОУ DA_2 . Поэтому значительная часть переменной составляющей выходного тока схемы умножения протекает через сопротивление R_7 , создавая на нем падение напряжения импульсной формы.

Дальнейшее значительное увеличение K_{ycl} приводит к потере устойчивости устройства. Наблюдается генерация в мегагерцевой области. Следует отметить, что устройство, несмотря на свою простоту и малые размеры, весьма критично к монтажу. Требуется либо планарный монтаж, либо приближенный к нему (испытания проводились именно в таком случае). С учетом высокой частоты единичного усиления и малой задержки ОУ ADA4817 возможной причиной генерации могут являться погрешности монтажа и, как следствие, паразитные связи.

Измерение зависимости амплитуды пульсаций от величины сопротивления R_6 проводилось при $K_{ycl} = 15$. Для измерения амплитуды пульсаций величиной менее 1.0 мВ второй канал ЭО подключался к выходу первого каскада усиления. Амплитуда пульсаций определялась с учетом коэффициента усиления первого каскада K_{ycl} и чувствительности (В/дел) второго канала ЭО по вертикали $K_{ycl} = 15$. Установлено, что при $R_6 = 1.8$ кОм амплитуда пульсаций равна 1.3 мВ,

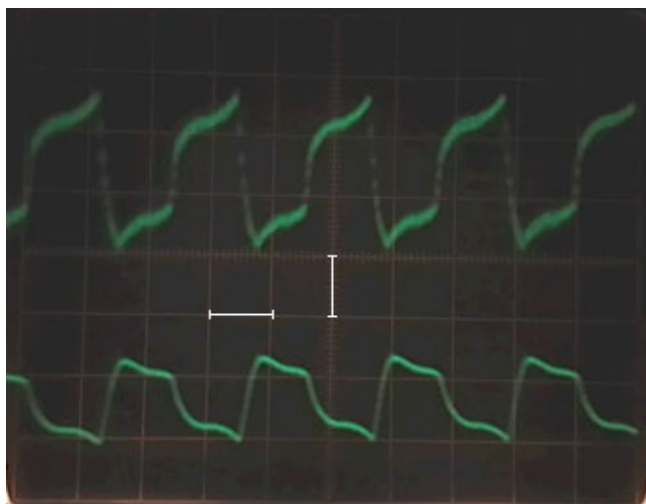


Рис. 3. Осциллограммы сигналов на выходе ОУ DA_2 и на входе ОУ DA_1 .

при $R_6 = 5.6$ кОм амплитуда пульсаций равна 450 мкВ, при $R_6 = 17$ кОм амплитуда пульсаций равна 130 мкВ.

4. ВЫВОДЫ

Описанное схемотехническое решение активного подавления пульсаций позволяет эффективно уменьшить амплитуду этих пульсаций без использования конденсаторов большой емкости в диодно-емкостных схемах умножения с выходными сглаживающими $R-C-R-C$ -фильтрами, имеющими большую постоянную времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артюх А.Г., Кононенко Г.А., Саламатин А.В., Середы Ю.М. Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2022. [http://www1.jinr.ru/Preprints/2022/033\(P13-2022-33\).pdf](http://www1.jinr.ru/Preprints/2022/033(P13-2022-33).pdf)
2. Колобов В.В., Баранник М.Б. // Приборы и техника эксперимента. 2021. № 6. С. 15. <https://doi.org/10.31857/S0032816221050219>
3. Операционный усилитель ADA4817. <https://www.alldatasheet.com/datasheet-pdf/pdf/254592/AD/ADA4817-1.html>

УДК 621.316.722.1:621.3.027.58

ЗАЩИТА ИСТОЧНИКОВ НАПРЯЖЕНИЯ ОТ ТОКОВОЙ ПЕРЕГРУЗКИ

© 2024 г. А. И. Сергеев^а

^аУральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
Россия, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19
e-mail: aistkot@bk.ru

Поступила в редакцию 19.12.2023 г.

После доработки 05.02.2024 г.

Принята к публикации 19.02.2024 г.

Описан источник напряжения, имеющий защиту мощных выходных транзисторных каскадов от токовой перегрузки. Плавная установка величины максимально допустимого выходного тока позволяет оперативно изменять допустимый ток нагрузки от 6 до 13 А при изменении выходного напряжения от 2.5 до 9.1 В с обеспечением запаса по мощности выходного транзистора не менее 35%.

DOI: 10.31857/S0032816224060088 EDN: ELDGJY

Защита транзисторов мощных выходных каскадов (эмиттерных повторителей) источников напряжения от тока короткого замыкания обычно осуществляется путем принудительного уменьшения напряжения на их базах при превышении эмиттерным током максимально допустимой величины. Классическая реализация ограничения выходного тока с помощью дополнительного транзистора поясняется схемой рис. 1 [1–3].

При превышении максимально допустимого эмиттерного тока транзистора T_1 , протекающего через резистор R_3 в нагрузку R_4 , транзистор T_2 открывается. Напряжение на базе T_1 уменьшается. Соответственно, уменьшаются напряжения на эмиттере T_1 и на нагрузке. Эмиттерный ток уменьшается. Это решение простое и эффективное, но оно имеет недостаток. Для точного задания величины максимально допустимых выходных токов от нескольких до десятков ампер необходим и точный резистор R_3 малой величины — иногда до сотых долей ома, что не всегда доступно. Как правило, с этим и возникает проблема.

Для установки величины максимального допустимого выходного тока можно, разумеется, использовать мощный переменный резистор малой величины, но скользящий контакт переменного резистора не всегда надежен даже при токах в несколько ампер. Кроме того, сведений

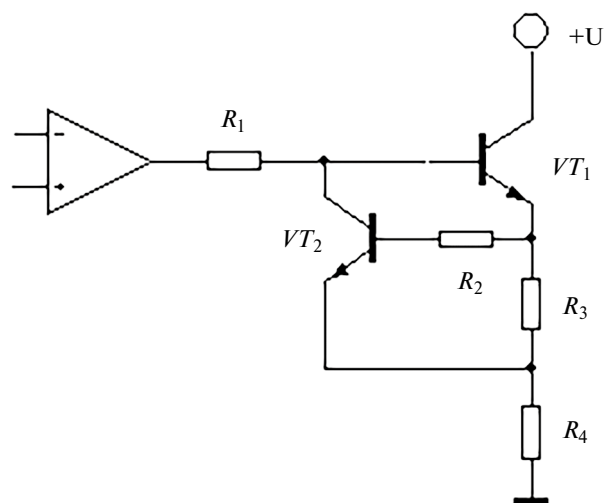


Рис. 1. Защита транзистора от тока короткого замыкания.

о мощных переменных резисторах менее 0.5 Ом в интернете не обнаружено.

На рис. 2 показана схема стабилизированного источника постоянного напряжения величиной от 2.5 до 9.1 В, разработанного для использования в составе экспериментального потенциостата. Источник имеет защиту от токовой перегрузки и плавную регулировку максимально допустимого выходного тока от 6 до 13 А.

Элементы схемы рис. 2: стабилитрон VD_1 — 2С191Ф; транзисторы: VT_1 — КТ3102В, VT_2 — 2Т827А, VT_3 , VT_4 , VT_5 — КТ342Б, VT_6 — КТ3107Д; конденсатор C_1 — 0.1 мкФ; операционный усилитель (ОУ) — 544УД1А; сопротивления: $R_1 = 600$ Ом, $R_2 = 4.7$ кОм типа ППМЛ, $R_3 = 3.3$ кОм типа СП5-2, $R_4 = 2$ кОм, $R_5 = 500$ Ом; $R_6 = 3.3$ кОм, $R_7 = 4.7$ кОм, $R_8 = 1.8$ кОм, $R_9 = 220$ Ом типа ППМЛ, $R_{10} = 500$ Ом, все постоянные сопротивления типа МЛТ-0.250; переключатели: S_1 , S_2 типа КМ1-1.

Источником первичного питания +15 В служит трансформаторный источник напряжения с параллельным включением трех сетевых трансформаторов ТПП-284-127/220-50.

Мощный транзистор VT_2 расположен на радиаторе. Операционный усилитель с повторителем напряжения на транзисторах VT_1 и VT_2 охвачен цепью с отрицательной обратной связью. Сопротивление обратной связи R_5 конструктивно расположено рядом с инвертирующим входом ОУ и введено по причине относительно длинного проводника, соединяющего выход устройства с этим входом.

В качестве сопротивления R_{11} можно использовать обычный шунт, применяемый для расширения диапазона токов, измеряемых амперметрами. В данном случае использован манганиновый шунт с сопротивлением примерно 0.15 Ом. Принудительное воздушное охлаждение шунта и радиатора для VT_2 осуществляется вентилятором.

Опорное напряжение 9.1 В в источнике задается стабилитроном VD_1 . Регулировка выходного напряжения осуществляется переменным сопротивлением R_2 . Нижняя граница диапазона достигается регулировкой сопротивления R_3 . При однополярном питании ОУ DA_1 минимальное выходное напряжение устройства может быть не более двух вольт. Напряжение с выхода

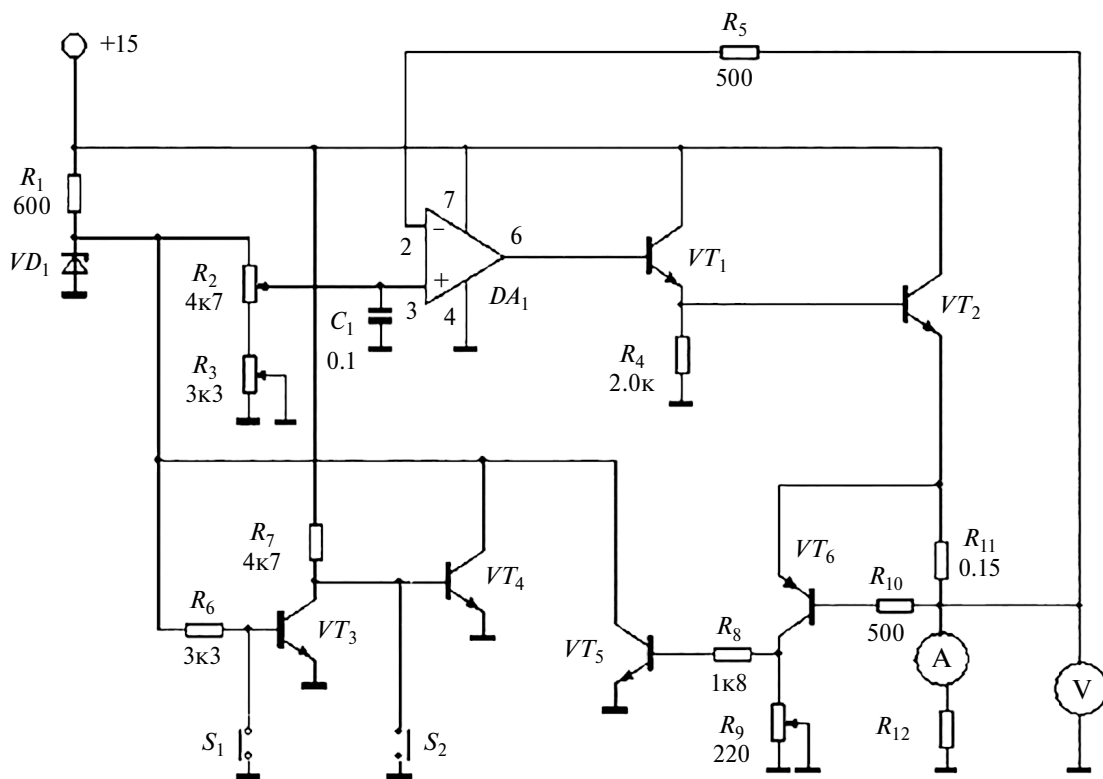


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема источника напряжения.

ОУ DA_1 последовательно через составной эмиттерный повторитель на транзисторах VT_1 и VT_2 и сопротивление R_{11} поступает в нагрузку R_{12} . Величина сопротивления R_{11} выбирается примерно такой, чтобы транзистор VT_6 открывался при токах нагрузки в интервале от 2 до 5 А.

При увеличении тока через нагрузку R_{12} растут падение напряжения на сопротивлении R_{11} и коллекторный ток VT_6 , также растет падение напряжения на сопротивлении R_9 , регулировкой величины которого устанавливается точное значение максимально допустимого выходного тока VT_2 .

При превышении выходного тока заданной величины открывается ключ VT_5 и за счет этого стабилитрон VD_1 замыкается на землю. Напряжения на неинвертирующем входе DA_1 , эмиттере VT_2 и нагрузке уменьшаются. Кроме того, размыкается ключ VT_3 , замыкается ключ VT_4 , и за счет этого напряжение на стабилитроне VD_1 поддерживается на уровне не более 0.1 В. Возобновление работы источника осуществляется нажатием кнопки S_2 . При этом размыкается ключ VT_4 , и падение напряжения на стабилитроне VD_1 восстанавливается до исходной величины 9.1 В.

Оперативное снижение выходного напряжения источника до величины не более 0.1 В без выключения напряжения питания осуществляется нажатием кнопки S_1 , что приводит к размыканию ключа VT_3 и замыканию ключа VT_4 .

Для регулировки выходного напряжения и максимального выходного тока могут быть использованы любые переменные резисторы. При использовании однооборотного резистора регулировка проводится по механической шкале на передней панели источника либо по показаниям вольтметра, а при использовании многооборотного резистора типа ППМЛ или СП5-44 — по специальному счетчику оборотов, что более предпочтительно. Вольтметр и амперметр, показанные на схеме, использованы для удобства работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грэм Дж., Тоби Дж, Хьюлсман Л. Проектирование и применение операционных усилителей. Москва: Мир, 1974.
2. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. Москва: Мир, 1982.
3. https://studref.com/432852/tehnika/vyhodnye_kaskady

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 620.179.15

ФОРМИРОВАНИЕ ФОКУСНЫХ ПЯТЕН ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИШЕНЕЙ МАЛОГО РАЗМЕРА

©2024 г. В. Б. Сорокин^а

^а*Инженерная школа неразрушающего контроля и безопасности
Национального исследовательского Томского политехнического университета
Россия, 634050, Томск, ул. Савиных, 7
e-mail: soryb@tpu.ru*

Поступила в редакцию 14.12.2023 г.

После доработки 20.06.2024 г.

Принята к публикации 15.10.2024 г.

Исследованы основные закономерности формирования фокусных пятен тормозного излучения при взаимодействии пучка электронов бетатрона с различными мишенями малого размера на основе модели, определенной ранее при экспериментальном и модельном исследованиях метода измерения фокусных пятен тормозного излучения бетатронов с плоскими мишенями. Размеры фокусных пятен зависят от соотношения между размером мишени вдоль оси пучка электронов и размерами мишени по нормали к оси пучка. Мишени в виде параллелепипеда с соответствующими соотношениями размеров формируют круговые фокусные пятна. Последняя версия метода с использованием щелевого коллиматора определяет размер фокусных пятен мишеней малого размера в виде ширины распределений на половине высоты нормальных аппроксимаций реальных распределений квантов в фокусных пятнах. Выход тормозного излучения из фокусного пятна мишени малого размера намного превышает выход из компоненты вторичного фокусного пятна с такими же размерами при коллимировании тормозного излучения, выходящего из плоской мишени.

DOI: 10.31857/S0032816224060098 EDN: ELDCJV

1. ВВЕДЕНИЕ

Тормозное излучение (ТИ), генерируемое при взаимодействии ускоренных электронов с мишенью, используется в неразрушающем контроле (НК). Параметры средств НК в значительной мере определяются размерами фокусных пятен ТИ и выходом квантов из них.

Наибольший выход соответствует взаимодействию всех электронов пучка с плоской мишенью оптимальной толщины с размерами, превышающими размеры сечения пучка. Конструкция мишени, ее крепление и система охлаждения такой мишени просты.

Линейные ускорители с плоскими мишенями формируют круговые фокусные пятна ТИ

размером около 1 мм [1], а бетатроны — эллиптические пятна размерами несколько долей миллиметра в плоскости ускорения и несколько миллиметров в нормальной к ней плоскости [2, 3]. Круговая форма фокусных пятен ТИ линейных ускорителей является универсальной. Эллиптическая же форма фокусных пятен бетатронов делает результаты НК зависимыми от ориентации объекта контроля.

Для получения ТИ бетатронов с формой и размерами фокусных пятен такими же, как у линейных ускорителей, обычно используются коллиматоры, с помощью которых выделяется область в пределах фокусного пятна на поверхности плоской мишени. Кванты из этой области проходят через апертуру коллиматора, после

коллиматора формируется вторичный источник ТИ с фокусным пятном в плоскости поверхности коллиматора.

Очевидной альтернативой применению коллиматоров является ограничение объема материала мишени в пределах пучка электронов за счет уменьшения размеров мишени. Такое решение в принципе позволяет получать фокусные пятна с любыми малыми размерами при любых соотношениях размеров.

Однако для получения максимального выхода ТИ из мишени малого размера (ММР) она должна располагаться на оси пучка электронов, а выход квантов из элементов крепления ММР должен быть намного меньше выхода квантов из самой ММР. Выполнение этого условия делает конструкцию мишенного узла с ММР намного более сложной по сравнению с конструкцией узла с плоской мишенью, так как элементы крепления должны иметь малую толщину, низкий атомный номер и малую плотность материала с высокой радиационной стойкостью и прочностью при больших температурах ММР в условиях высокого вакуума.

Примером конструкции может быть использованный в эксперименте по измерению распределения электронов на равновесной орбите бетатрона в процессе ускорения [4] мишенный узел с шаровидной ММР на отдельном углеродном волокне.

Другой пример: при использовании протяженных ММР для ориентации ММР вдоль пучка электронов ко всему прочему требуется специальный гониометр в ускорительной камере [5].

Сложность конструкции мишенного блока с ММР и, соответственно, меньшая надежность, зависимость формирования фокусного пятна от взаимоположения электронного пучка и ММР и зависимость от стабильности распределения электронов в пучке вызывают необходимость контроля размеров фокусного пятна. Важно оценить возможности методов определения размеров фокусных пятен ТИ при использовании ММР, тем более что появились утверждения [5] о неприменимости известных методов и необходимости разработки специальных.

В чем преимущество использования ММР по сравнению с традиционным коллиматором ТИ из плоских мишеней?

2. АНАЛИЗ ФОРМИРОВАНИЯ ФОКУСНЫХ ПЯТЕН ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МИШЕНИ МАЛОГО РАЗМЕРА

Серийные бетатроны имеют плоские мишени с толщинами, оптимизированными по максимальному выходу ТИ в соответствии с энергией электронов. Размеры мишени относительно оси пучка заведомо превышают размеры области поверхности мишени, облучаемой электронами, и не влияют на параметры ТИ. Кванты ТИ выходят в пределах фокусного пятна на поверхности плоской мишени. Пространственно-энергетическое распределение квантов в фокусном пятне определяется толщиной и материалом мишени, а также энергией электронов и их распределением в облучающем пучке.

Экспериментальное измерение распределений прямым детектированием невозможно выполнить ни для электронов в облучающем мишень пучке, ни для квантов в фокусном пятне ТИ.

Параметры распределения электронов в облучающем пучке бетатрона с энергией 4 МэВ были определены при модельном исследовании метода измерения фокусного пятна ТИ с использованием щелевого коллиматора с регулируемым размером щели, предложенного при измерении фокусного пятна ТИ линейного ускорителя [6], доработанного, протестированного с применением выявленного объективного критерия достоверности результатов и реализованного при определении размеров фокусного пятна ТИ бетатрона с энергией 4 МэВ [2, 3].

При этом моделировалась генерация ТИ из плоской мишени, идентичной мишени бетатрона с энергией 4 МэВ, при различных распределениях электронов в пучке (рис. 1). Была определена связь между параметрами распределения квантов на поверхности мишени и параметрами распределения электронов.

При экспериментальной реализации метода с использованием результатов моделирования были определены реальные параметры распределения квантов на поверхности мишени и, соответственно, параметры распределения электронов в пучке.

Распределение электронов в облучающем пучке бетатрона с энергией 4 МэВ [3] на поверхности плоской танталовой мишени, закрепленной на инжекторе бетатрона, показано на рис. 2. Размеры мишени вне пределов

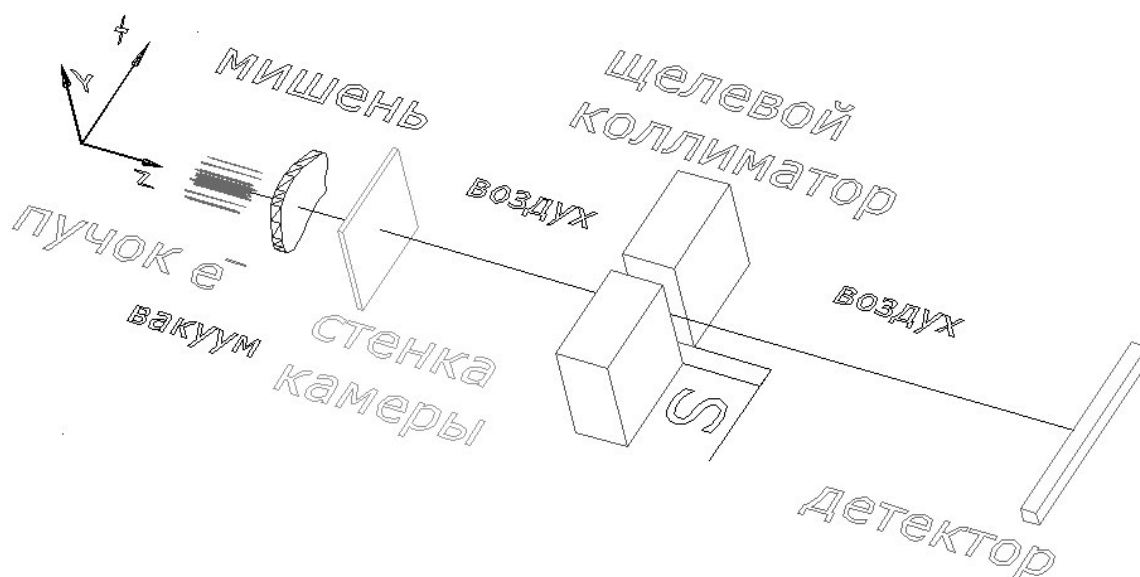


Рис. 1. Схема генерации ТИ из мишени и реализации метода определения размеров фокусного пятна ТИ с использованием щелевого коллиматора.

инжектора заведомо больше размеров области (изолиния 1%), облучаемой пучком электронов, и формирование фокусного пятна ТИ не зависит от размеров плоской мишени относительно оси пучка. Кванты ТИ распределены в фокусном пятне на поверхности мишени нормально (рис. 3) в обоих направлениях. И естественно принять ширину распределения на половине его высоты (FWHM — Full Width at Half Maximum) в каждом направлении за размер фокусного пятна (РФП) в этом направлении. В плоскости ускорения $FWHM_x = 0.36$ мм, а в нормальном к ней направлении $FWHM_y = 3.5$ мм.

На рис. 4 показаны зависимости FWHM (S) распределений дозы в детекторе от размера щели коллиматора S , по которым были определены $FWHM_x^* = 0.355$ мм и $FWHM_y^* = 3.49$ мм, как соответствующие размерам щели S_f , при которых наблюдается минимум производной зависимости FWHM (S).

Размер фокусного пятна в нормальном к плоскости ускорения направлении на порядок больше размера в плоскости ускорения.

Традиционно источник ТИ с меньшим РФП в нормальном к плоскости ускорения направлении можно получить, устанавливая после мишени коллиматор. При соответствующей апертуре коллиматора вторичное фокусное пятно ТИ на выходе коллиматора имеет форму и размеры, близкие к желаемым.

Альтернативным решением является применение ММР с размерами относительно оси пучка электронов, меньшими размеров сечения пучка облучающих электронов.

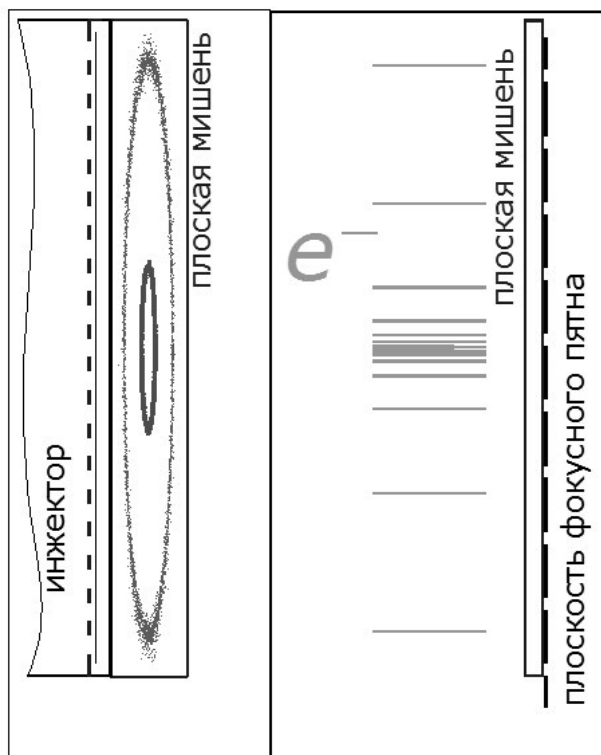


Рис. 2. Распределение электронов в пучке на плоской мишени серийного бетатрона на 4 МэВ.

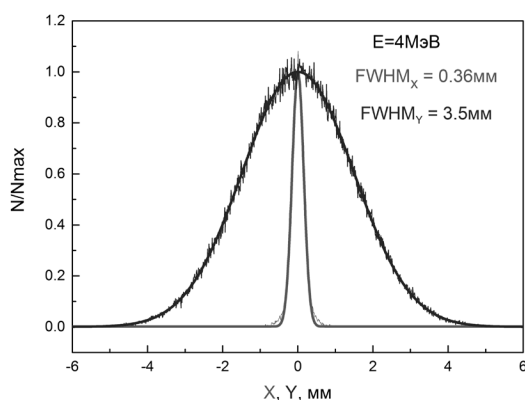


Рис. 3. Распределения квантов в фокусном пятне серийного бетатрона на 4 МэВ в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости.

Сложность исполнения ММР и большая затратность практически исключают экспериментальную оценку параметров ТИ из ММР разных видов. Моделирование же дает возможность оценить перспективность применения ММР.

Для выяснения основных особенностей формирования фокусных пятен ТИ при использовании ММР удобна модель ММР в виде параллелепипеда на оси пучка электронов, схема которой на фоне распределения электронов в пучке приведена на рис. 5.

На ММР падает только часть электронного пучка вблизи оси с наибольшей плотностью потока, а остальная часть пучка проходит мимо мишени. При взаимодействии с материалом ММР электроны и кванты имеют вероятность выходить не только с торцевой поверхности, но и с боковых поверхностей ММР. Фокусное пятно ТИ в плоскости торца ММР формируется всеми квантами, выходящими из всей поверхности ММР. Распределение квантов в фокусном пятне зависит от формы поверхности мишени, ее размеров и от ориентации ММР в пучке.

На рис. 6 в качестве примера представлены распределения квантов в фокусном пятне ТИ при применении ММР с размерами $B = H = 0.36$ мм, равными размеру фокусного пятна в плоскости ускорения серийного бетатрона, при размерах вдоль пучка $L = 0.3$ мм и $L = 2.4$ мм. Распределения отличаются от нормальных, однако они аппроксимируются нормальными, которые можно принять за эффективные нормальные.

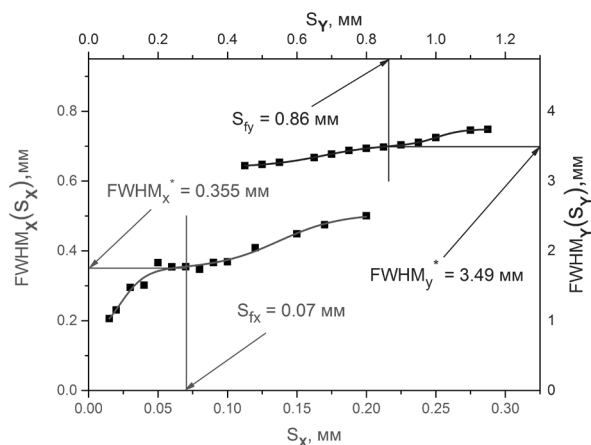


Рис. 4. Зависимости $FWHM_{x,y}$ распределений дозы в детекторе в плоскости ускорения серийного бетатрона и в нормальной к ней плоскости от размера щели щелевого коллиматора $S_{x,y}$

В плоскости торца мишени фокусное пятно формируется не только квантами, вышедшими из торца, но и квантами из боковых поверхностей по всей длине мишени L вдоль оси пучка. Вследствие этого эффективный РФП при длине мишени $L = 2.4$ мм, $FWHM_{\text{эфф}} = 0.75$ мм, намного превышает размеры B и H .

На рис. 7 показана зависимость размера фокусного пятна, $FWHM_{\text{эфф}}$, от размера ММР вдоль оси пучка L . Только при L , меньших L_0 , РФП не превышает торцевой размер ММР.

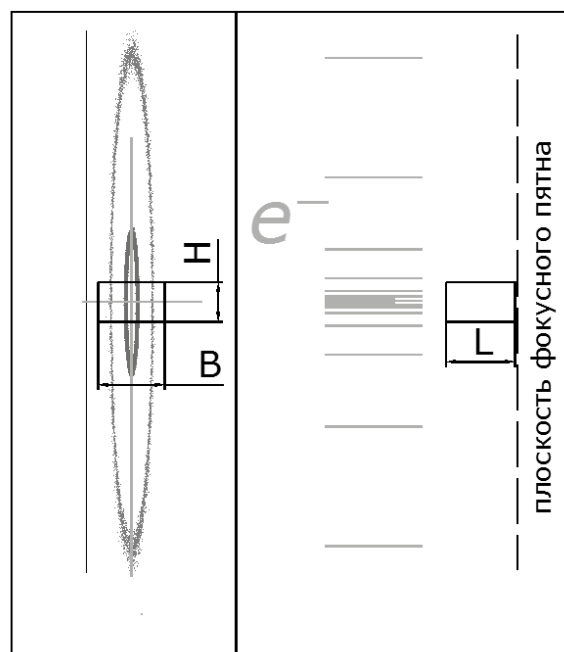


Рис. 5. Схема ММР на фоне распределения электронов в пучке.

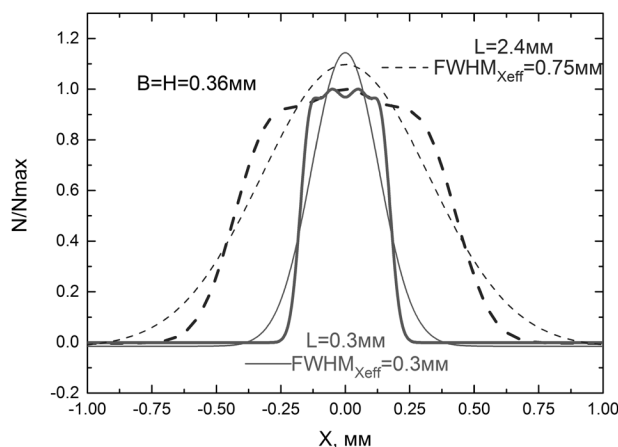


Рис. 6. Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости ускорения бетатрона при разных размерах ММР вдоль оси пучка электронов, а также их нормальные аппроксимации.

РФП по направлениям X и Y по-разному зависят от соотношений между размерами ММР. На рис. 8 показаны зависимости размеров фокусного пятна при фиксированном размере ММР вдоль плоскости ускорения $B = 0.36$ мм и при разных размерах ММР вдоль оси пучка L от размера H в нормальном к плоскости ускорения направлении. Зависимости для $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$ и $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$ различаются; при соотношениях между B и H , соответствующих пересечениям зависимостей, $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$ равны $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$, причем их значения разные при разных L .

Таким образом, имеется возможность получения ТИ с круговыми фокусными пятнами

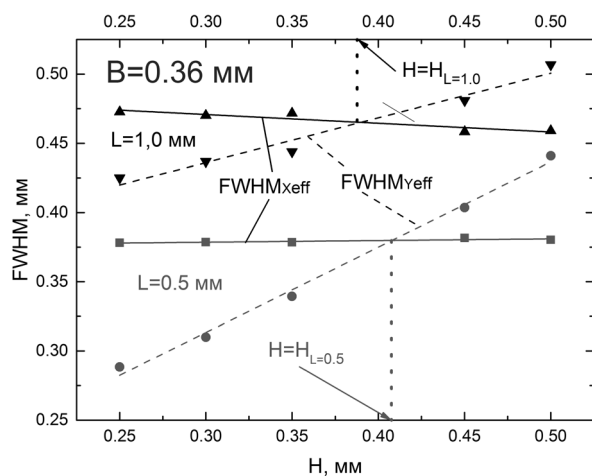


Рис. 8. Зависимости размеров $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$ и $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$ фокусного пятна при фиксированном размере ММР вдоль плоскости ускорения B и при разных размерах ММР вдоль оси пучка L от размера H в нормальном к плоскости ускорения направлении.

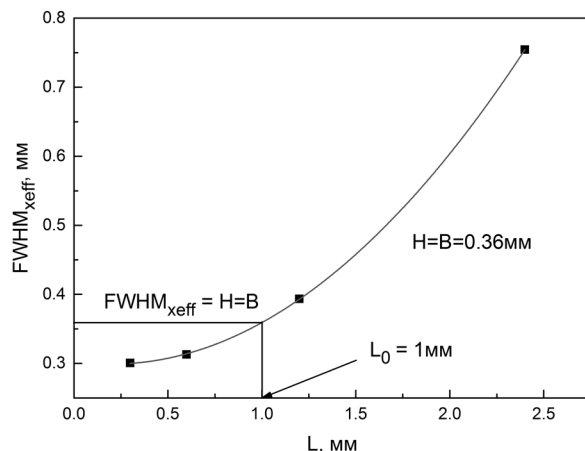


Рис. 7. Зависимость $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$ нормальной аппроксимации распределения квантов в фокусном пятне от размера ММР вдоль оси пучка электронов.

разных размеров, подобными фокусным пятнам ТИ линейных ускорителей, за счет изменения соотношений размеров ММР.

Для реализации этого варианта ММР необходим мишенный блок с элементами крепления с минимальными размерами в пределах электронного пучка из материала с малым атомным номером и с малой плотностью, как в работе [4], причем с возможностью ориентации ММР в пучке, как в работе [5].

Проблема ориентации не возникает при применении мишенного блока с шаровидной ММР, аналогичного использованному при исследовании пучка электронов в процессе ускорения [4] (рис. 9).

На рис. 10 приведены распределения квантов в фокусном пятне ТИ при использовании ММР в виде шара диаметром 0.6 мм. Плоскость фокусного пятна определена как касательная к поверхности ММР и нормальная к оси пучка ТИ.

В плоскости ускорения распределение квантов нормальное. В противоположном направлении распределение существенно отличается от нормального вследствие широкого распределения электронов в пучке в этом направлении. Качественное соотношение эффективных размеров фокусного пятна $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$ и $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$ сохраняется с изменением диаметра ММР, а фокусное пятно ТИ незначительно, но всегда отличается от кругового.

Моделирование метода определения размеров фокусного пятна версии, реализованной для ТИ из плоской мишени, показывает, что, несмотря

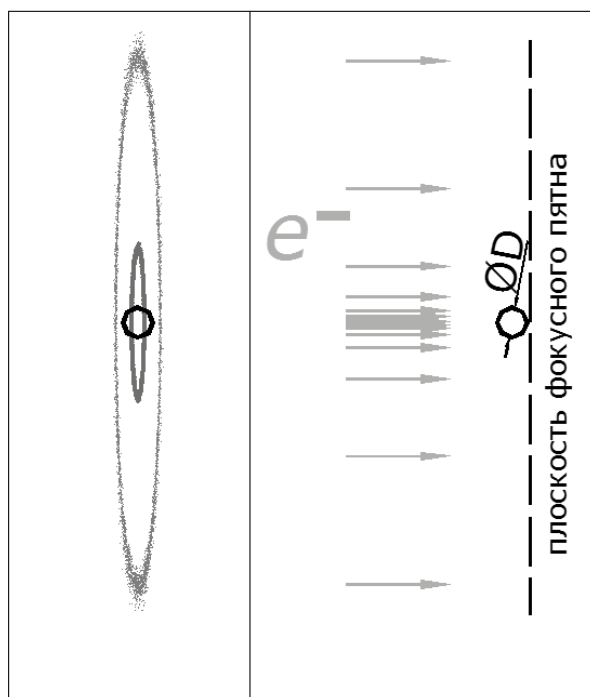


Рис. 9. Схема ММР в виде шара на фоне распределения электронов в пучке.

на существенное отличие распределения квантов в фокусном пятне в нормальном к плоскости ускорения направлении от нормального распределения, результатом определения размера (рис. 11) в этом направлении является $\text{FWHM}_{\text{yeff}}$ нормальной аппроксимации распределения (рис. 10).

Сложность конструкции и технологии блока с шаровидной ММР на отдельном углеродном волокне [4] ограничивает перспективы ее применения.

Наиболее практичным представляется формирование фокусного пятна с нужными размерами по осям X и Y путем изменения размеров мишени в мишенном узле серийного бетатрона (рис. 12).

Например, при размерах выступающей за пределы инжектора части мишени $H = 0.62$ мм, $B = 0.36$ мм и $L = 0.4$ мм (рис. 12 по сравнению с рис. 2) эффективные РФП (рис. 13) совпадают с эффективными размерами фокусного пятна при формировании ТИ с ММР в виде шара диаметром $D = 0.6$ мм (рис. 10).

Как и при использовании сферической ММР, метод определения размеров фокусного пятна на основе щелевого коллиматора (рис. 14) дает эффективные значения размеров (рис. 13) этого варианта ММР с достаточной точностью.

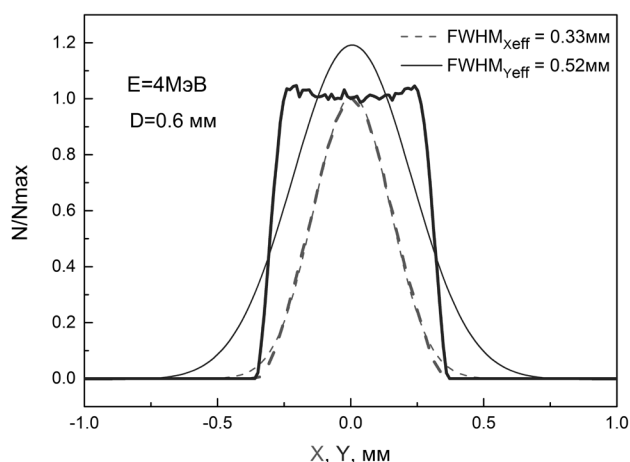


Рис. 10. Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости, а также их нормальные аппроксимации для ММР в виде шара.

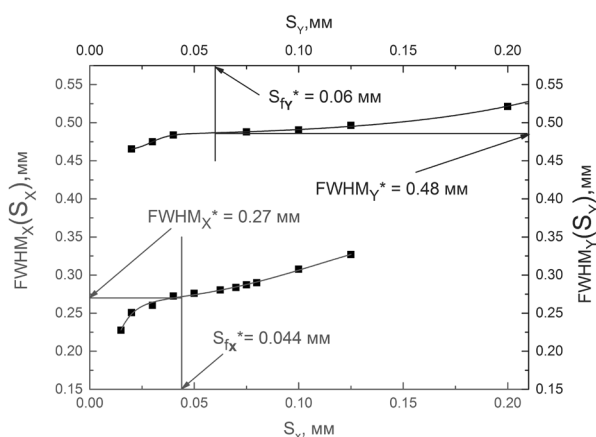


Рис. 11. Зависимости FWHM распределений дозы в детекторе в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости от размеров щели щелевого коллиматора S_X и S_Y при определении размеров фокусного пятна, сформированного ММР в виде шара, с использованием щелевого коллиматора.

Таким образом, особенности формирования фокусных пятен ТИ бетатронов с использованием ММР позволяют формировать фокусные пятна с требуемыми размерами, а метод с использованием щелевого коллиматора — достоверно определять и контролировать их размеры.

3. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ФОРМИРОВАНИЯ ФОКУСНЫХ ПЯТЕН МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

Обычно фокусные пятна с малыми размерами формируют путем коллимирования ТИ из плоской мишени (рис. 15). Используется

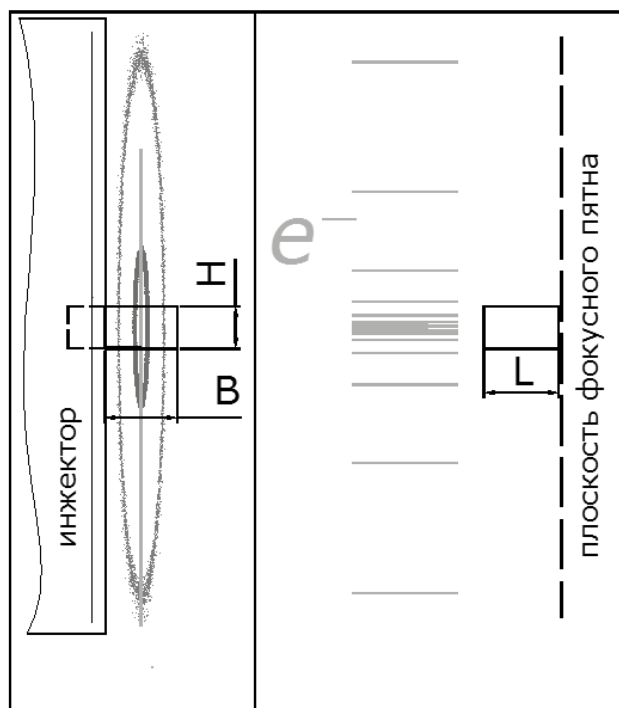


Рис. 12. Схема МРР в виде параллелепипеда на фоне распределения электронов в пучке для формирования фокусного пятна с заданными по разным направлениям размерами на основе модернизации мишенного узла серийного бетатрона.

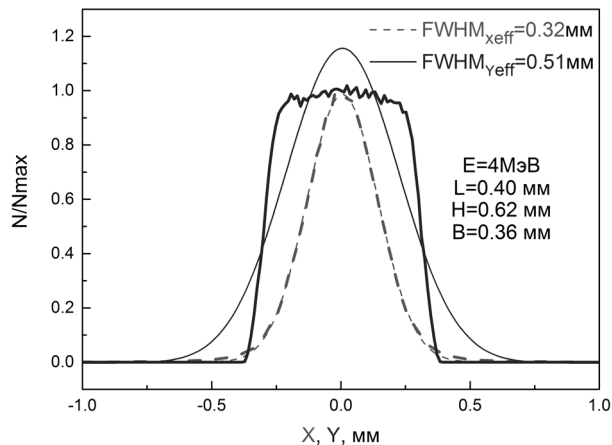


Рис. 13. Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости, а также их нормальные аппроксимации.

коллиматор из материала с высоким атомным номером и большой плотностью с апертурой необходимых размеров и формы. При этом ТИ из мишени бетатрона проходит через стенку ускорительной камеры и облучает коллиматор. Часть ТИ проходит через апертуру коллиматора, остальные кванты взаимодействуют с материалом коллиматора. На выходе коллиматора формируется вторичное фокусное пятно, вклю-

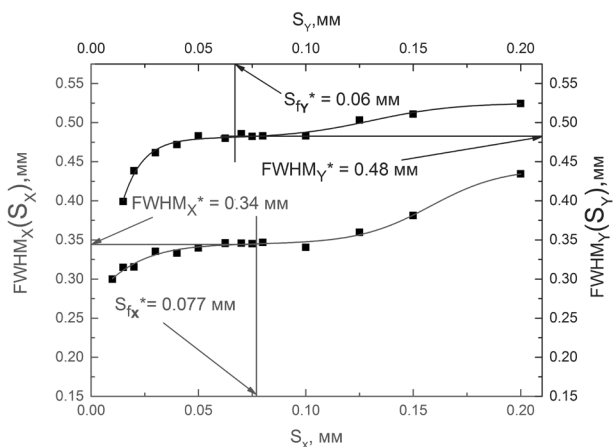


Рис. 14. Зависимости FWHM распределений дозы в детекторе в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости от размеров щели коллиматора S_x и S_y при определении размеров фокусного пятна, сформированного МРР в виде параллелепипеда, с использованием щелевого коллиматора.

чающее ТИ из апертуры коллиматора и ТИ, не поглощенное материалом коллиматора.

Распределение квантов во вторичном фокусном пятне (рис. 16) представляет собой узкое нормальное распределение квантов, прошедших через апертуру коллиматора без взаимодействия с его материалом, на пьедестале N_0 широкого фонового распределения квантов, прошедших через материал коллиматора.

При использовании свинцового коллиматора толщиной $T = 10$ мм, расположенного вне пределов ускорительной камеры на расстоянии 50 мм от мишени, с размерами апертуры вдоль плоскости ускорения $b = 0.44$ мм и в противоположном направлении $h = 0.61$ мм, $\text{FWHM}_{x\text{eff}}$ и $\text{FWHM}_{y\text{eff}}$ узкой компоненты распределения совпадают с таковыми для приведенных выше вариантов МРР.

Выходы ТИ рассмотренных вариантов формирования фокусного пятна по отношению к их выходу из плоской мишени оценены по мощности дозы в детекторе из CdSO_4 на оси пучка с размерами $5 \times 5 \times 10$ мм³ на расстоянии 50 мм от фокусного пятна (табл. 1).

Выход ТИ (табл. 1, колонка 5), прошедшего через апертуру коллиматора и формирующего узкую компоненту распределения во вторичном фокусе со свойствами, аналогичными свойствам ТИ из фокусных пятен при использовании МРР, на два порядка меньше выхода ТИ из фокусных пятен при использовании МРР (табл. 1,

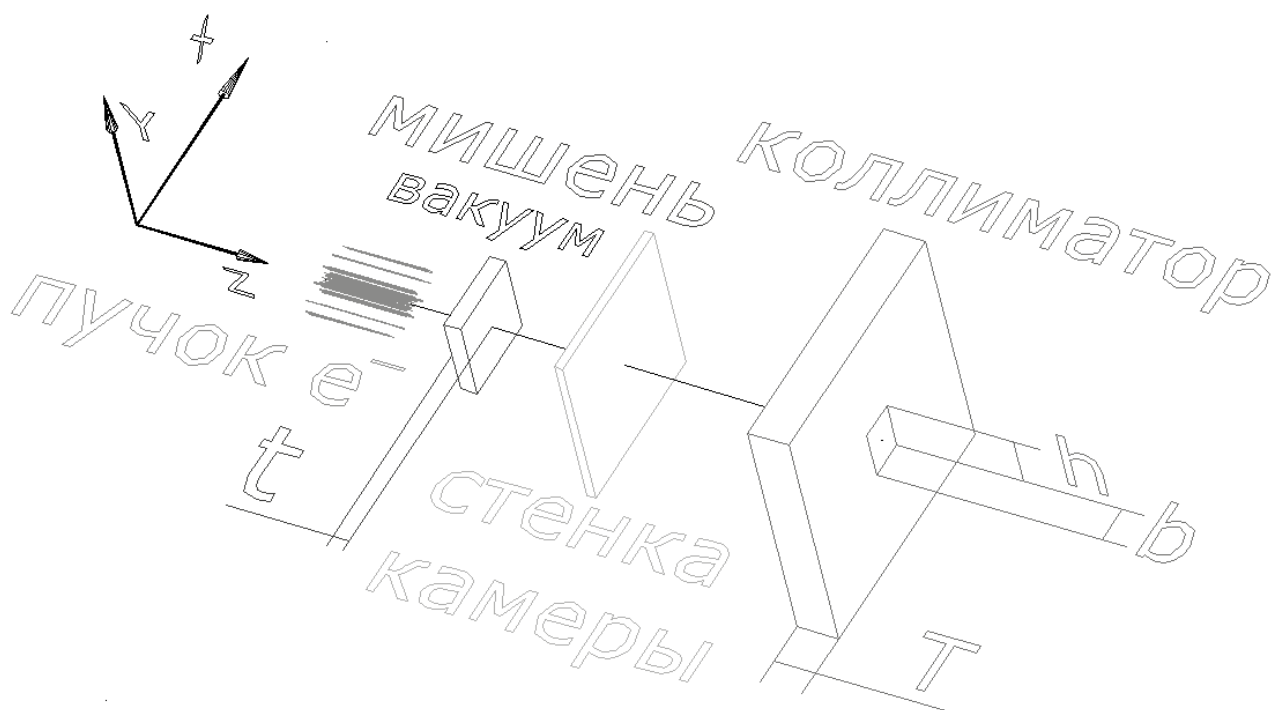


Рис. 15. Схема формирования ТИ с вторичным фокусным пятном малых размеров коллимацией ТИ из плоской мишени.

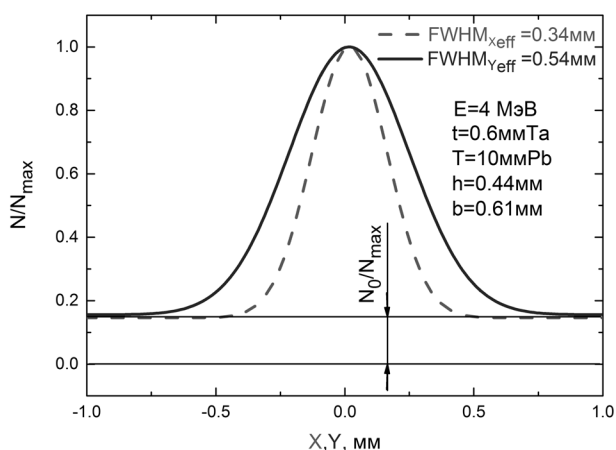


Рис. 16. Распределения квантов во вторичном фокусном пятне в плоскости поверхности коллиматора.

колонки 2, 3). Вариант ММР в виде параллелепипеда легко реализуется модернизацией плоской мишени серийных бетатронов (рис. 2, 12).

4. ФОРМИРОВАНИЕ ФОКУСНЫХ ПЯТЕН ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА С ЭНЕРГИЕЙ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ 18 МЭВ

Выход ТИ из фокусных пятен бетатронов с малыми энергиями ускорения электронов относи-

тельно небольшой. Поскольку радиационные потери энергии электронов при взаимодействии с веществом возрастают с увеличением энергии, актуальна оценка параметров ТИ из ММР при таких энергиях, тем более что в опытной эксплуатации имеется бетатрон с энергией ускорения электронов до 18 МэВ.

В настоящее время этот бетатрон оснащен мишенным блоком с ММР в виде танталовой полоски длиной $L = 4$ мм вдоль оси пучка облучающих электронов с размерами в нормальных относительно оси пучка направлениях $B = 0.013$ мм в плоскости ускорения и $H = 10$ мм в нормальном к ней направлении. Мишенный блок установлен в ускорительной камере на специальном гониометре, обеспечивающем совмещение плоскости полоски с осью пучка электронов.

Тестирование модели формирования тормозного излучения бетатрона с энергией 18 МэВ и анализа его параметров проведено с использованием результатов измерения возмущающего действия на распределение дозы в детекторе при введении в пучок ТИ бетатрона тестовой полоски, идентичной ММР мишенного блока [5], по схеме рис. 17.

Часть электронов пучка попадает на торец мишени, и при взаимодействии с материалом ми-

Таблица 1. Соотношение выходов ТИ разных вариантов формирования фокусного пятна

1	2	3	4	5
Плоская мишень	ММР $D = 0.6$ мм	ММР параллелепипед ($H = 0.62$ мм, $B = 0.36$ мм и $L = 0.4$ мм)	Плоская мишень + коллиматор ($T = 10$ мм, $h = 0.44$ мм, $b = 0.61$ мм), с фоном N_0	Плоская мишень + коллиматор ($T = 10$ мм, $h = 0.44$ мм, $b = 0.61$ мм), без фона N_0
1	0.15	0.18	0.06	0.0016

шени эти электроны испытывают радиационные и ионизационные потери энергии и рассеяние. При этом ТИ выходит как из торца мишени, так и из боковых поверхностей мишени.

Введение тестовой полоски приводит к изменению распределения дозы в детекторе. Сравнение экспериментального [5] и модельного распределений дозы показано на рис. 18.

Экспериментальный (FWHM_{exp}) и модельный (FWHM_{mod}) параметры распределений в области возмущения совпадают.

Равенство FWHM_{exp} и FWHM_{mod} показывает возможность анализа формирования фокусных пятен ТИ путем моделирования.

Фокусное пятно в плоскости торца мишени формируется квантами, выходящими из торца, а при отношении $B/L = 0.00325$ — в основном квантами, выходящими из боковых поверхностей.

Фокусное пятно в плоскости торца является результатом вкладов от распределенных по всей длине ММР (рис. 17) вдоль оси пучка частичных фокусных пятен.

Распределения квантов в плоскостях, отстоящих от облучаемого электронами торца полоски на расстояния $p = 0.1L$, $p = 0.5L$ и $p = 1.0L$ и выходящих из ММР в диапазоне углов относительно оси пучка до 10° , показаны на рис. 19.

Только в плоскости, близкой к облучаемому электронами торцу ММР ($p = 0.1L$), распределение нормальное. Распределение в плоскости положения фокусного пятна на торце мишени ($p = 1.0$) значительно отличается от нормального, а его эффективный размер $\text{FWHM}_{\text{eff}} = 0.11$ мм на порядок больше толщины мишени в нормальном к оси пучка направлении.

Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости торца ММР-полоски для квантов с углами отклонения от оси пучка в пределах

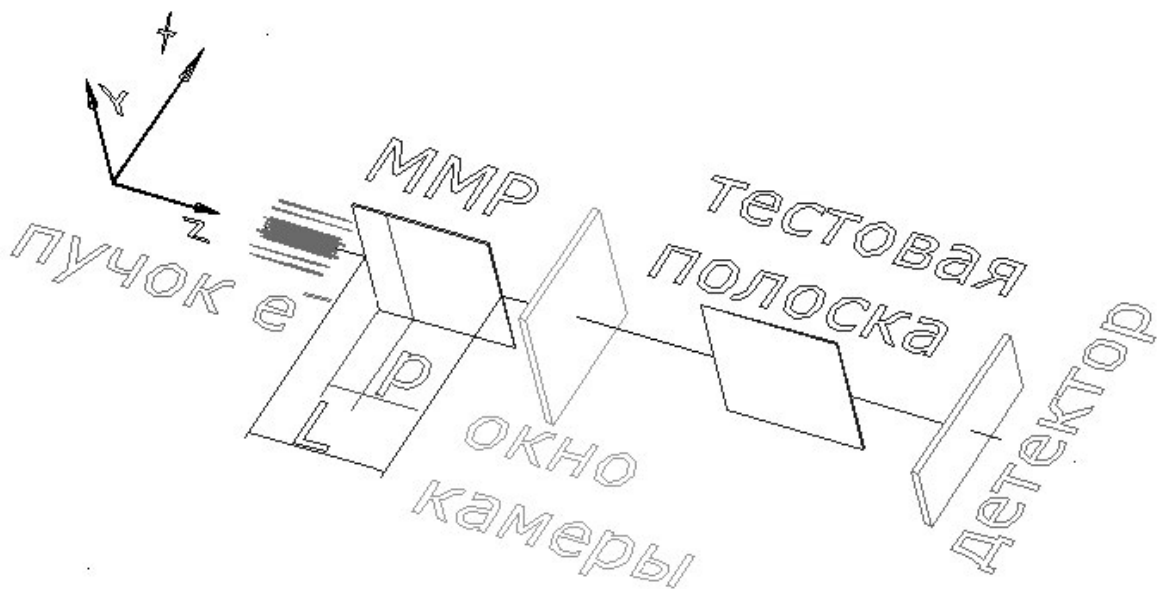


Рис. 17. Схема тестирования модели и анализа ТИ бетатрона с энергией 18 МэВ.

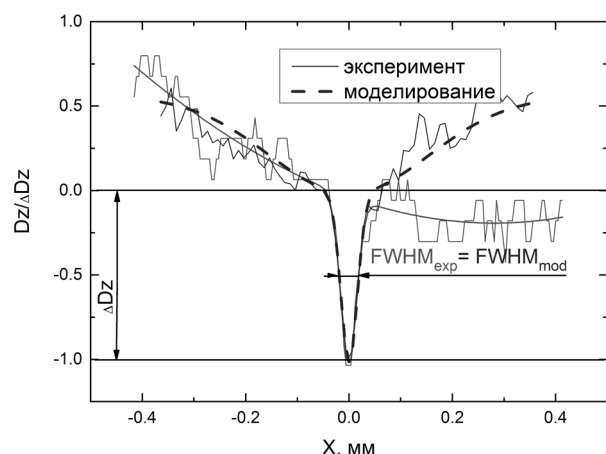


Рис. 18. Экспериментальное распределение дозы при введении тестовой полоски [5] в ТИ бетатрона и его сравнение с модельным распределением дозы.

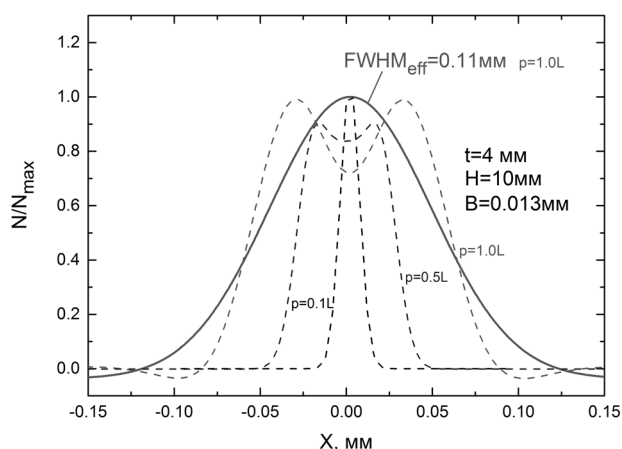


Рис. 19. Распределения квантов в плоскостях на разных расстояниях от облучаемого электронами торца ММР для квантов с углами отклонения от оси пучка до 10° .

до 1° , 3° , 10° и их нормальные аппроксимации показаны на рис. 20.

РФП (FWHM_{eff}) квантов является возрастающей функцией границы диапазона углов отклонения от оси пучка.

Зависимость размера фокусного пятна квантов ТИ с углами отклонения от оси пучка, меньшими δ , от границы диапазона углов отклонения δ показана на рис. 21.

Очевидно, что ТИ с такими свойствами фокусного пятна может использоваться только в каких-то специальных задачах.

Для решения типовых задач достаточно иметь ТИ с фокусным пятном без таких угловых

зависимостей, для формирования которого, как следует из приведенных здесь результатов, оптимально использовать ММР с размером вдоль оси пучка L , сравнимым с B , что к тому же не потребовало бы применения гониометра в ускорительной камере бетатрона.

Как было показано выше, наиболее практичным для формирования фокусного пятна с размерами в доли мм в обоих направлениях является вариант ММР в виде параллелепипеда с соответствующим соотношением сторон, аналогичный показанному на рис. 12. Для сравнения выходов ТИ проведено моделирование распределения квантов в фокусном пятне для ММР с размерами $L = 1.05$ мм, $H = 0.63$ мм,

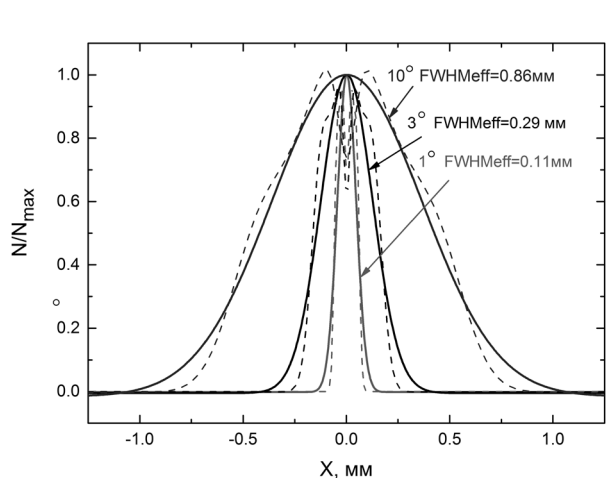


Рис. 20. Распределение квантов в фокусном пятне, сформированном ММР-полоской, для квантов с разными углами отклонения от оси пучка.

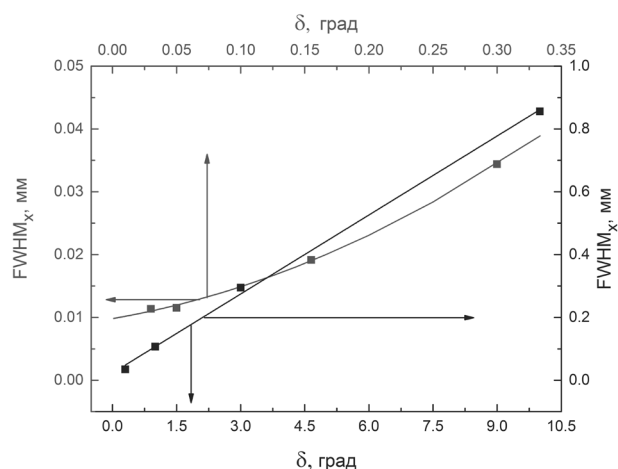


Рис. 21. Зависимость размера фокусного пятна квантов ТИ с углами отклонения от оси пучка, меньшими δ , от границы диапазона углов отклонения δ .

$B = 0.38$ мм, при котором эффективные РФП равны эффективным размерам фокусного пятна подобного варианта при энергии 4 МэВ (рис. 22).

Как и при рассмотрении формирования фокусных пятен ТИ предыдущих вариантов ММР, результаты моделирования метода определения размеров фокусного пятна с использованием щелевого коллиматора (рис. 23) хорошо согласуются с результатами моделирования распределений квантов в фокусном пятне (рис. 22).

Выход ТИ из фокусного пятна, формируемого этой ММР, оцененный по мощности дозы в детекторе более чем в 40 раз больше выхода

из фокусного пятна таких же размеров, формируемого аналогичной ММР при энергии электронов 4 МэВ.

Приведенное выше исследование формирования фокусных пятен и метода измерения РФП с использованием щелевого коллиматора основано на анализе распределений квантов ТИ, оно показывает достоверность результатов как при малых энергиях ускорения электронов, так и при больших.

Вместе с тем, в связи с формированием линейного фокусного пятна ТИ бетатрона с энергией 18 МэВ с ММР в публикации [5] для определения РФП предложен так называемый “новый подход”.

В этом “новом подходе” РФП рассматривается не как значение параметра ТИ: он умозрительно назначен равным толщине вводимой в ТИ тестовой полоски (рис. 17) — толщине, которая в концепции “подхода” предпочтительно равна толщине ММР, т.е. известной до выполнения “нового подхода” величине.

Но измерение в типичном понимании — это определение неизвестного. Поскольку до реализации “нового подхода” заведомо известен его результат, “новый подход” является бессмысленным.

В сущности, “новый подход” — это всего лишь некая иллюстрация возможности обнаружения тестовой полоски малой толщины в ТИ бетатрона, но не демонстрация нового метода определения размеров фокусного пятна ТИ. Название публикации [5] не соответствует ее содержанию, а утверждение о неприменимости известных методов исследования параметров ТИ при больших энергиях электронов необоснованно.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формирование фокусных пятен ТИ бетатронов с размерами в доли миллиметра по любому направлению с достаточно высоким выходом ТИ возможно при использовании ММР.

Анализ на основе экспериментально протестированной модели пучка ускоренных в бетатроне электронов показал, что РФП в плоскости торца ММР задаются в основном квантами, выходящими из боковых поверхностей ММР. Только при малых размерах ММР вдоль оси пучка электронов РФП близки к размерам торца ММР.

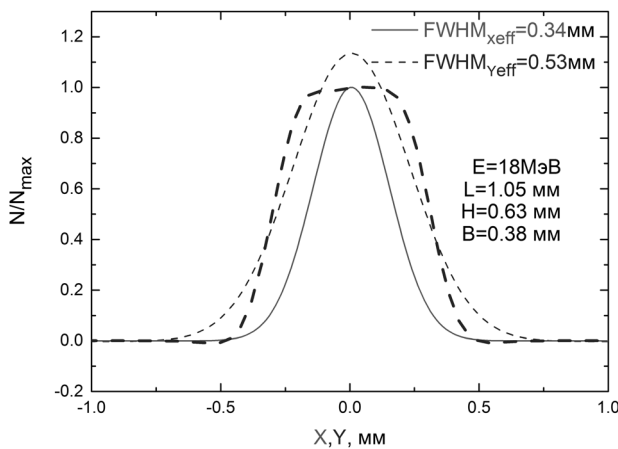


Рис. 22. Распределения квантов в фокусном пятне в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости, а также их нормальные аппроксимации.

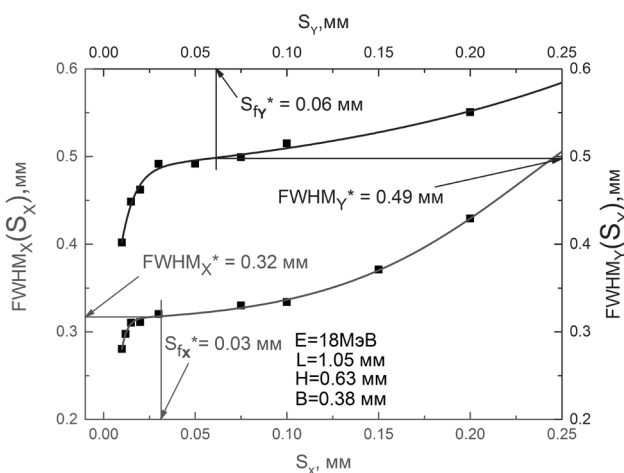


Рис. 23. Зависимости FWHM распределений дозы в детекторе в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости от размеров щели коллиматора S_x и S_y при определении размеров фокусного пятна, сформированного ММР в виде параллелепипеда, с использованием щелевого коллиматора.

РФП определяются соотношением размеров ММР, что позволяет формировать фокусные пятна с заданными или одинаковыми размерами в доли миллиметра на основе модернизации мишеней серийных бетатронов.

Выход квантов из формируемых ММР фокусных пятен, оцениваемый по мощности дозы в детекторе, во много раз больше выхода из вторичных фокусных пятен с такими же эффективными размерами, сформированных при коллимировании ТИ из первичных фокусных пятен на поверхности плоской мишени, а повышение энергии ускорения, например от 4 до 18 МэВ, дополнительно увеличивает выход во много десятков раз.

Эффективный контроль размеров фокусных пятен в виде нормальных аппроксимаций распределений квантов обеспечивает последняя версия метода определения размеров фокусных пятен ТИ с использованием щелевого коллиматора.

Экспериментально протестированное моделирование является эффективным средством анализа методов измерений, минимизирующим субъективность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ускорители электронов для радиационной дефектоскопии. <https://atomsz.ru/postavka-oborudovaniya/defektoskop/>
2. *Сорокин В.Б., Луценко А.С., Генцельман В.Г.* // ПТЭ. 2018. №2. С. 38. <https://doi.org/10.7868/S0032816218020088>
3. *Сорокин В.Б.* // ПТЭ. 2020. №1. С. 10. <https://doi.org/10.31857/S0032816219060247>
4. *Сорокин В.Б.* Зонд для диагностики пучков заряженных частиц. // ПТЭ. 2015. №3. С. 85. <https://doi.org/10.7868/S0032816215020251>
5. *Рычков М.М., Каплин В.В., Смолянский В.А.* // ПТЭ. 2020. №1. С. 101. <https://doi.org/10.31857/S0032816219060223>
6. *Gambaccini M., Cardarelli P., Taibi A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2011. V. 269. P. 1157. <http://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.02.089>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 520.626

СПЕКТРОГРАФ НА БАЗЕ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЛИНЕЙКИ ДЛЯ ДЛИННОВОЛНОВОЙ ОБЛАСТИ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

© 2024 г. А. А. Ионин^а, И. О. Киняевский^{а,*}, А. Ю. Козлов^а, Д. В. Сеницын^а

^аФизический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53
*e-mail: kinyayevskiyio@lebedev.ru

Поступила в редакцию 08.02.2024 г.

После доработки 05.03.2024 г.

Принята к публикации 21.03.2024 г.

Разработан компактный ИК-спектрограф на базе линейки пироэлектрических датчиков, действующий в области длины волны 10 мкм, что мотивировано различными задачами, требующими оперативного измерения спектральных характеристик многочастотного излучения в этом спектральном диапазоне. Работа спектрометра протестирована с помощью перестраиваемого по длине волны CO₂-лазера. При фиксированном положении дифракционной решетки спектрометр охватывает интервал длин волн примерно 0.6 мкм (диапазон волновых чисел около 50 см⁻¹) со спектральным разрешением примерно 0.02 мкм (что составляет примерно 0.2 см⁻¹), которое позволяет надежно разделить две соседние линии CO₂-лазера.

DOI: 10.31857/S0032816224060101 EDN: EKZJIP

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие лазерных технологий лидарного зондирования атмосферы необходимо для совершенствования методов мониторинга метеорологического и экологического состояния атмосферы, а также детектирования загрязняющих и опасных газов [1–5]. При этом наибольший интерес представляет ИК-область спектра 2.5–14 мкм, где находятся как области прозрачности атмосферы, так и изолированные интенсивные линии поглощения основных и примесных атмосферных газов [6].

При спектроскопии в лабораторных условиях могут быть использованы различные методы: на основе перестраиваемых полупроводниковых лазеров [4], фурье-спектроскопия [5], спектроскопия на основе фемтосекундных частотных гребенок [7] и др. Эти методы могут давать рекордные точности спектральных измерений [7], однако вследствие небольшой мощности

излучения и других особенностей этих методов они трудно реализуемы в натурных условиях. Поэтому для лидарного зондирования атмосферы предпочтение отдается методу дифференциального поглощения с использованием мощных лазеров [2]. Этот метод основан на зондировании среды излучением с различными длинами волн, с различным поглощением на исследуемых газовых компонентах. Соответственно, в этом методе используются перестраиваемые по длине волны или многоволновые лазерные источники среднего ИК-диапазона, такие как СО-лазер [8], CO₂-лазер [2, 3, 9], или оптические параметрические генераторы [10].

Необходимо отметить, что лазерные лидары — это сложные комплексы, в которых, помимо лазерного источника, огромную роль имеют приемно-передающий блок, система регистрации и обработки сигнала. Для мониторинга атмосферы в реальном масштабе времени измерение сигнала на различных длинах

волн должно происходить одновременно либо с высокой скоростью сканирования по длине волны. В этом случае переход от видимого или ближнего ИК-диапазона в длинноволновую часть среднего ИК-диапазона (8–14 мкм) имеет ряд технических сложностей. Во-первых, обнаружительная способность (предел чувствительности) ИК-приемников падает с длиной волны, и на длине волны около 10 мкм она минимальна вследствие окружающего теплового излучения с температурой черного тела примерно 295 К [1]. Во-вторых, разнообразие и доступность различных фотоприемников среднего ИК-диапазона существенно ограничены, а сами приемники для достижения высокой чувствительности зачастую требуют глубокого охлаждения. В коммерческой доступности отсутствуют ИК-спектрометры, построенные на линейках приемников, которые более предпочтительны для измерения спектра многоволнового излучения в реальном масштабе времени, в том числе и для задач газового анализа.

Поэтому целью настоящей работы было создание компактного ИК-спектрографа на базе линейки пироэлектрических датчиков, охватывающего при фиксированном положении дифракционной решетки интервал длин волн,

соответствующий не менее одной полосе, Р- или R-ветви генерации CO_2 -лазера (интервал волновых чисел около 25 см^{-1}) и со спектральным разрешением, позволяющим разделить соседние линии CO_2 -лазера ($\Delta\nu \leq 0.2 \text{ см}^{-1}$). Для тестирования спектрометра был запущен щелевой частотно-селективный CO_2 -лазер с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 9.2–10.8 мкм.

2. CO_2 -ЛАЗЕР

В работе использовался лазерный модуль, конструкция которого подробно описана в работах [11, 12]. Ранее этот модуль использовался в качестве неселективного (многочастотного) CO -лазера, работающего в квазинепрерывном режиме с мощностью до 5 Вт [11, 12], спектр которого насчитывал около 10 линий в интервале длин волн 5–5.5 мкм. В работе [13] этот лазерный модуль был перестроен в неселективный CO_2 -лазер, работающий в режиме модуляции добротности резонатора. В этом случае он одновременно излучал до пяти спектральных линий в интервале длин волн 9.3–9.6 мкм в одном микросекундном импульсе. В настоящей работе на основе этого модуля был собран частотно-селективный щелевой CO_2 -лазер, который

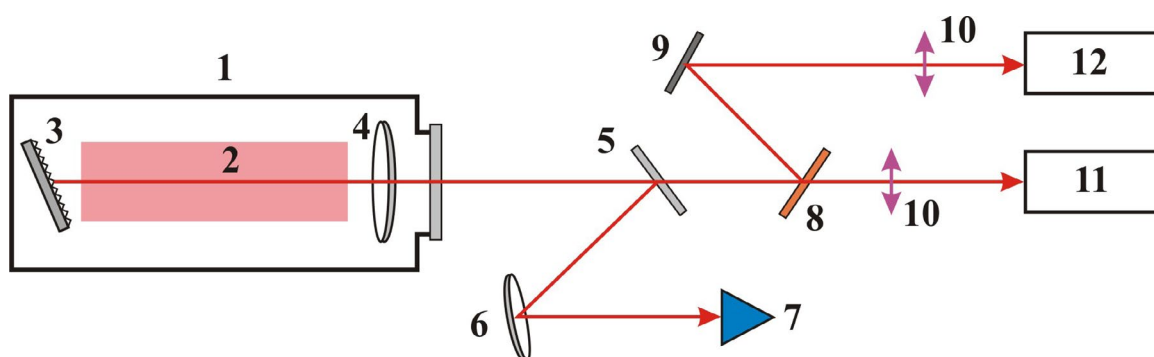


Рис. 1. Оптическая схема экспериментов: 1 — лазерная камера, 2 — активный объем, 3 — дифракционная решетка, 4 — выходное зеркало, 5 — пластина из BaF_2 , 6 — фокусирующее зеркало, 7 — калориметр, 8 — пластина из ZnSe , 9 — плоское зеркало, 10 — линзы из BaF_2 , 11 — калиброванный спектрометр, 12 — спектрограф.

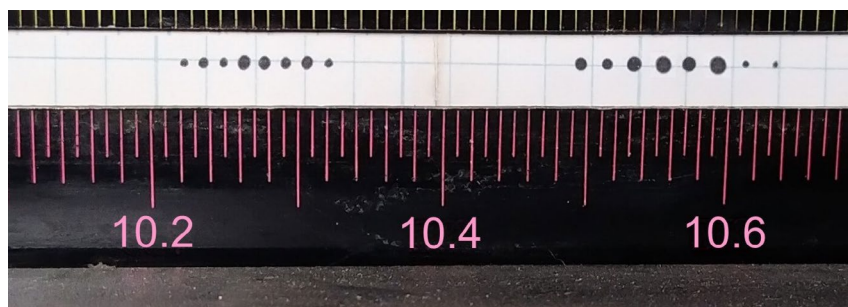


Рис. 2. Отпечаток спектра селективного CO_2 -лазера на калиброванном спектрометре.

использовался для тестирования и калибровки спектрографа. В модуле использовались полые латунные электроды с рабочей поверхностью 250×30 мм², охлаждаемые водой. Межэлектродный зазор составлял 5 мм.

Лазерный резонатор длиной 300 мм был образован дифракционной решеткой (100 штр/мм) и выходным сферическим зеркалом с радиусом кривизны $R = 2$ м и максимальным отражением примерно 94% в спектральном диапазоне 9.8–10.6 мкм. Перестройка длины волны излучения лазера осуществлялась поворотом дифракционной решетки. Часть вышедшего из резонатора излучения отводилась плоскопараллельной пластинкой из BaF₂ на калориметр Ophir 3A (Ophir Optronics Solutions Ltd., Израиль) для измерения мощности излучения лазера. Основная часть излучения направлялась на калиброванный спектрометр Laser spectrum analyzer Model 16A (Macken Instruments, Inc., США) для контроля спектра излучения лазера. Еще одна часть излучения отводилась плоскопараллельной пластиной из ZnSe на новый спектрограф.

Для накачки активной среды (смесь Xe:CO₂:N₂:He = 2.5:10:10:30 мбар) использовался ВЧ-генератор с несущей частотой 40 МГц. Генератор работал в режиме с низкочастотной модуляцией выходной мощности с частотой 500 Гц, длительностью импульсов 0.3 мс и амплитудой выходной мощности 500 Вт. Максимальная средняя мощность излучения лазера достигала 200 мВт. Перестроечная характеристика спектра CO₂-лазера была определена с помощью калибровочного спектрометра. Отпечаток спектра селективного CO₂-лазера, записанный на термобумаге калиброванного спектрометра, при его перестройке по длинам волн в пределах полос 10P (длина волны примерно 10.6 мкм) и 10R (длина волны примерно 10.3 мкм) представлен на рис. 2. В этих условиях было зарегистрировано по восемь линий в каждой полосе. Полученная перестроечная характеристика лазера была использована для калибровки нового спектрографа.

3. КОНСТРУКЦИЯ ИК-СПЕКТРОГРАФА

Разработанный компактный спектрограф в сборе занимал объем $20 \times 10 \times 16$ см³ (длина \times ширина \times высота). Оптическая схема, а также внутреннее устройство спектрографа представлены на рис. 3. Лазерный луч 1 фокусируется внешней

линзой на входную щель спектрографа 2. Далее расходящийся лазерный пучок коллимируется сферическим серебряным зеркалом 3 (радиус кривизны 280 мм, апертура 40 мм) и направляется на дифракционную решетку 4. Дифракционная решетка имеет следующие параметры: 100 штр/мм, размеры 40×50 мм². Она устанавливалась на поворотную платформу с регулировкой угла поворота микрометрическим винтом. Предельное спектральное разрешение дифракционной решетки (при использовании всей ее апертуры) $\lambda/\Delta\lambda = 100 \cdot 50 = 5000$. Спектральные компоненты, выделенные дифракционной решеткой, направлялись на второе сферическое зеркало 5 (радиус кривизны 280 мм, апертура 40 мм) и фокусировались на приемную площадку 6. Приемная площадка представляла собой линейную матрицу пироэлектрических приемников HPL 256l-100 (HEIMANN Sensor GmbH, Германия) на основе танталата лития (LiTaO₃). Матрица состояла из 256 элементов (пикселей) размером 42×100 мкм² суммарной длиной 1.3 см. Матрица оснащена мультиплексором, включающим в себя малошумящие предусилители для каждого пикселя, аналоговые переключатели и выходной усилитель. Эта система обеспечивала отклик 540 кВ/Вт при модуляции излучения с частотой 1 Гц. Подробные технические характеристики этой матрицы пироэлектрических приемников могут быть найдены на сайте производителя [14].

Цифровые входы матрицы совместимы с CMOS. Максимальная частота модуляции сигнала до 512 Гц. Для измерения температуры детектора в корпус также встроен датчик температуры. Считывание данных и вывод на ПК осуществлялись контроллером и программным обеспечением Evaluation Kit (HEIMANN Sensor GmbH, Германия).

4. ТЕСТИРОВАНИЕ ИК-СПЕКТРОГРАФА

На рис. 4 представлен спектр CO₂-лазера, измеренный новым ИК-спектрографом при перестройке длины волны лазера. В этом случае было зарегистрировано большее число линий, чем с использованием калиброванного спектрометра, вследствие большей чувствительности первого. В полосе 10P было зарегистрировано 14 линий от 10P(8) ($\lambda = 10.47$ мкм) до 10P(36) ($\lambda = 10.76$ мкм). В полосе 10R было зарегистрировано 9 линий от 10R(10)

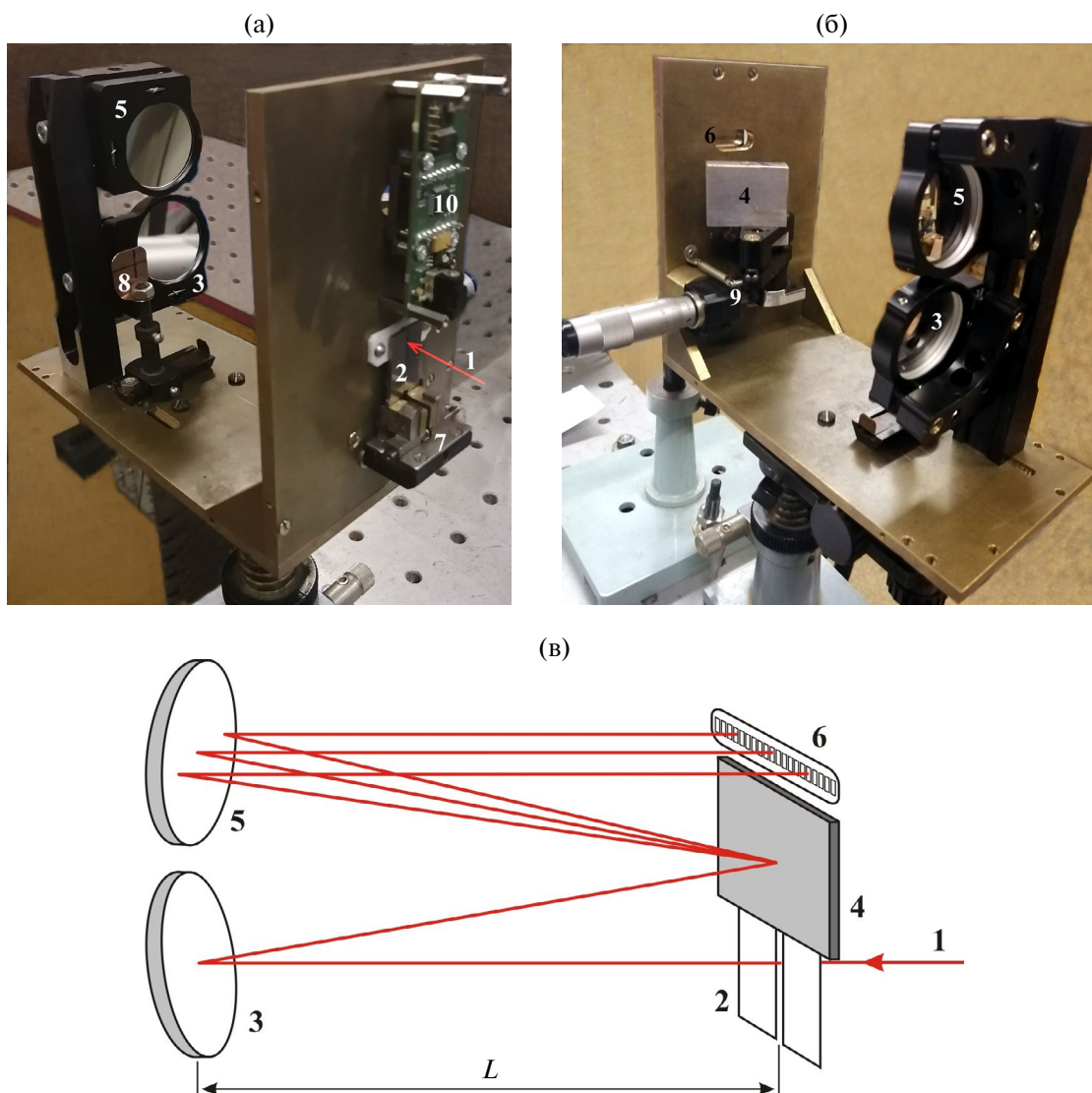


Рис. 3. Внутреннее устройство спектрографа: **а** — вид спереди, **б** — вид сзади, **в** — оптическая схема; 1 — лазерное излучение; 2 — входная щель; 3, 5 — вогнутые зеркала ($K_8 + Ag$, $R = 280$ мм); 4 — дифракционная решетка (100 штр/мм); 6 — пирозлектрическая линейка (256 пикселей); $L = 140$ мм; 7 — механизм управления шириной щели; 8 — выдвижной “прицельный” маркер; 9 — микрометрический механизм управления углом поворота решетки; 10 — плата управления пирозлектрической линейкой.

($\lambda = 10.31$ мкм) до 10R(28) ($\lambda = 10.19$ мкм). Также было зарегистрировано 5 линий в полосе 9R и 6 линий в полосе 9P. Снижение мощности линий CO_2 -лазера в полосах 9P и 9R связано с суммарным уменьшением коэффициентов отражения дифракционной решетки и выходного зеркала в резонаторе лазера в этом диапазоне длин волн.

Также было измерено спектральное разрешение прибора. В этом случае CO_2 -лазер был юстирован таким образом, чтобы он работал одновременно на двух линиях: 10P(16) и 10P(18). Спектр двухчастотного излучения, измеренный новым спектрографом, представлен на рис. 5.

Этот рисунок показывает, что в соответствии с критерием Релея (две спектральные линии считаются разрешенными, если провал суммарного контура равняется 20% или более) спектральное разрешение нового спектрометра составляет примерно 0.02 мкм / 0.2 см $^{-1}$, что позволяет надежно разделить две соседние линии CO_2 -лазера. Необходимо отметить, что спектральное разрешение ограничивалось расстоянием между пикселями линейки — 50 мкм. Поэтому можно ожидать, что использование пирозлектрической линейки с 512 элементами позволит увеличить спектральное разрешение в 2 раза.

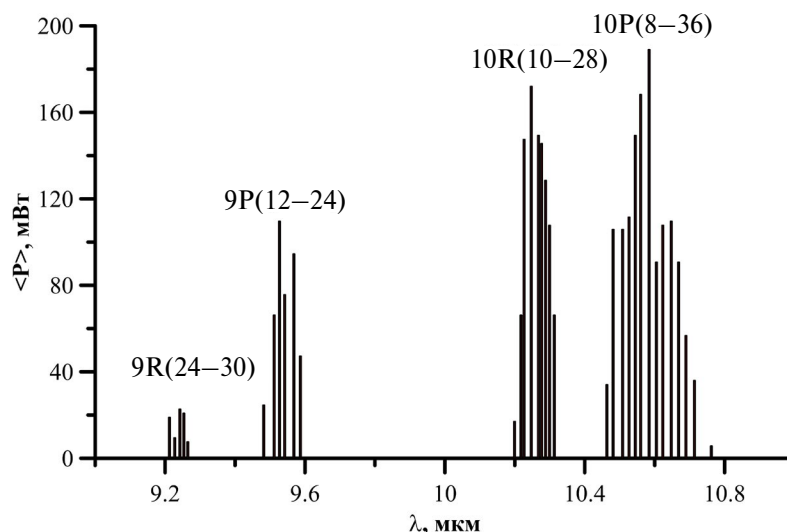


Рис. 4. Перестроечная диаграмма CO_2 -лазера, измеренная новым спектрографом.

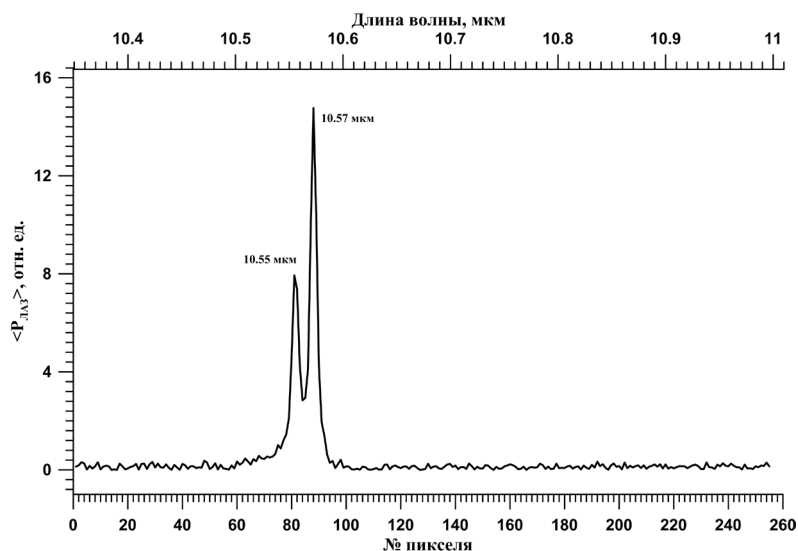


Рис. 5. Спектр двухчастотного CO_2 -лазера, измеренный новым спектрографом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан компактный ИК-спектрограф на базе линейки пирозлектрических датчиков, действующий в диапазоне длин волн 9–11 мкм и охватывающий при фиксированном положении дифракционной решетки интервал длин волн 0.6 мкм (диапазон волновых чисел 50 см^{-1}) со спектральным разрешением примерно 0.02 мкм (что составляет около 0.2 см^{-1}). Такой спектрограф полностью охватывает две основные полосы генерации CO_2 -лазера и позволяет разделить и идентифицировать его две соседние линии. Это делает его весьма привлекательным инструментом для оперативного использования в лидарах дифференциального поглощения

на базе многочастотных (многоволновых) CO_2 -лазеров. Во втором порядке дифракции решетки разработанный спектрограф может быть также использован для измерения спектра CO -лазера (длина волны 5–6 мкм) [11, 12, 15]. Другим направлением использования такого спектрографа является измерение спектральных характеристик мощных наносекундных и фемтосекундных лазерных систем среднего ИК-диапазона, работающих в моноимпульсном режиме [15, 16] или с низкой (около 10 Гц) частотой повторения импульса [17]. Также такой спектрограф может быть основой для разработки систем частотно-разрешенного оптического стробирования (FROG), необходимых для

диагностики ультракоротких лазерных импульсов, которые для длинноволнового излучения ($\lambda \sim 10$ мкм) на данный момент недоступны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-79-10068, <https://rscf.ru/project/22-79-10068/>).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агишев Р.Р. Лидарный мониторинг атмосферы. Москва: Физматлит, 2009.
2. Васильев Б.И., Маннун У.М. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36(9). С. 801.
<https://doi.org/10.1070/QE2006v036n09ABEH006577>
3. Борейшо А.С., Коняев М.А., Морозов А.В., Пикулик А.В., Савин А.В., Трилис А.В., Чакчир С.Я., Бойко Н.И., Власов Ю.Н., Никитаев С.П., Рожнов А.В. // Квантовая электроника 2005. Т. 35(12). С. 1167.
<https://doi.org/10.1070/QE2005v035n12ABEH008962>
4. Щербак А.В., Анфимов Д.Р. Фуфурун И.Л. и др. // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129(6). С. 747.
<https://doi.org/10.21883/OS.2021.06.50986.7k-21>
5. Michaels C.A., Masiello T., Chu P.M. // Applied Spectroscopy. 2009. V. 63(5) P. 538.
6. Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A. et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2009. V. 110(9-10). P. 533.
<https://doi.org/10.1366/000370209788346904>
7. Schliesser A., Picqué N., Hänsch T.W. // Nature Photonics. 2012. V. 6. P. 440.
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.142>
8. Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Kotkov A.A., Sinitsyn D.V., Andreev Y.M. // Applied Spectroscopy. 2022. V. 76(12). P.1504.
<https://doi.org/10.1177/00037028221119837>
9. Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Y.M., Stepanishchev V.V., Khafizov I.Z. // Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 941(1). P. 012004.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/941/1/012004>
10. Yakovlev S., Sadovnikov S., Kharchenko O., Kravtsova N. // Atmosphere. 2020. V. 11(1). P. 70.
<https://doi.org/10.3390/atmos11010070>
11. Ионин А.А., Козлов А.Ю., Селезнев Л.В., Синицын Д.В. // Препринт ФИАН. 2008. №1. С. 1.
12. Ионин А.А., Козлов А.Ю., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., // Квантовая электроника. 2009. Т. 39(3). С. 229.
<https://doi.org/10.1070/QE2009v039n03ABEH013811>
13. Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Y.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Y., Sagitova A.M., Sinitsyn D.V., Rulev O.A., Badikov V.V., Badikov, D.V. // Optics Express. 2019. V. 27(17). P. 24353.
<https://doi.org/10.1364/OE.27.024353>
<https://www.heimannsensor.com/pyroelectric-sensors>
14. Andreev Y.M., Budilova O.V., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Y.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Y. // Optics Letters. 2015. V. 40(13). P. 2997.
<https://doi.org/10.1364/OL.40.002997>
15. Polyanskiy M.N., Pogorelsky I.V., Babzien M., Palmer M.A. // OSA Continuum. 2020. V. 3(3). P. 459.
<https://doi.org/10.1364/OSAC.381467>
16. Kinyaevskiy I.O., Koribut A.V., Seleznev L.V., Klimachev Y.M., Dunaeva E.E., Ionin A.A. // Optics & Laser Technology. 2024. V. 169. P. 110035.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2023.110035>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 539.1.074.3, 621.386.82

СЦИНТИЛЛЯТОРЫ ДЛЯ ДВУМЕРНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДЕТЕКТОРОВ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛОВ ИТТРИЙ-АЛЮМИНИЕВЫХ ГРАНАТОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ЦЕРИЕМ И ТЕРБИЕМ

©2024 г. В. Е. Асадчиков^а, В. А. Федоров^а, А. Ю. Григорьев^а, А. В. Бузмаков^а, Б. С. Рошин^а,
И. Г. Дьячкова^{а,*}, А. А. Русаков^а, И. Д. Веневцев^б, Е. С. Салтанова^а, С. В. Кузин^{а,с},
А. И. Родионов^д

^аИнститут кристаллографии им. А.В. Шубникова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 119333, Москва, Ленинский просп., 59

^бСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29, литера Б

^сИнститут космических исследований Российской академии наук
Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32

^дАО “НТЦ “Реагент” Россия, 119331, Москва, просп. Вернадского, 29

*e-mail: sig74@mail.ru

Поступила в редакцию 17.10.2024 г.

После доработки 19.11.2024 г.

Принята к публикации 20.11.2024 г.

Описаны особенности получения оптимизированных для использования в качестве рентгеновских сцинтилляторов монокристаллов иттрий-алюминиевых гранатов, легированных церием и тербием. Рассмотрены их рентгенолюминесцентные свойства. Представлены результаты применения одного из этих сцинтилляторов в конструкции двумерного рентгеновского детектора.

DOI: 10.31857/S0032816224060113 EDN: EKXYID

1. ВВЕДЕНИЕ

Детекторы рентгеновского излучения являются ключевой частью экспериментальных и технических установок с применением рентгеновского излучения. Такие установки применяются в медицинской диагностике, промышленной дефектоскопии, анализе материалов в науке и технике, космических исследованиях и др. [1–3]. В этих областях все чаще возникает задача отслеживания динамических процессов, что добавляет к детекторам рентгеновского излучения требования к разрешению по времени, которое должно удовлетворять условиям фиксирования и изучения таких событий.

С конца прошлого века на смену ранее применявшимся двумерным детекторам стали приходить твердотельные двухкоординатные детекторы — кремниевые ПЗС- и КМОП-матрицы. Принцип их действия заключается в регистрации электромагнитного излучения в чувствительной области отдельных ячеек, где под его воздействием происходит генерация электронов, которые затем преобразуются в цифровой сигнал. Таким образом, это принципиально увеличивает скорость регистрации изображений (в современных матрицах она может достигать десятков кГц) и позволяет проводить их обработку в онлайн-режиме. Несмотря на то, что матрицы разрабатывались в первую очередь для

регистрации видимого и ближнего ИК-диапазона излучения (0.4–1.0 мкм), они, однако, способны регистрировать и рентгеновское излучение. При этом разрешение, которое получается в процессе такой регистрации, ограничено размером отдельной ячейки матрицы, а размер регистрируемой области — размером ее чувствительной области. Одним из принципиальных ограничений матриц для прямой регистрации рентгеновских изображений является низкая эффективность регистрации. Поскольку толщина чувствительного слоя в кремниевых матрицах составляет несколько микрометров, эффективность регистрации рентгеновского излучения с энергией несколько килоэлектронвольт составляет доли процента. Другое существенное ограничение состоит в повреждении структуры электродов и материала чувствительного слоя матрицы под действием рентгеновского излучения, что приводит к ее деградации. Как правило, радиационная стойкость кремниевых ПЗС-матриц составляет десятки грей, а для КМОП-матриц — на порядок больше.

Влияние этих ограничений можно скомпенсировать путем использования матричных детекторов с конвертацией рентгеновского излучения, т.е. рентгеновское излучение не фиксируется напрямую, а переводится сначала в видимый спектр и затем детектируется матрицей. Есть несколько типов конверторов рентгеновского излучения в электроны, которые непосредственно регистрируются матрицей, или в излучения видимого диапазона. Наиболее распространенными из них являются сцинтилляторы. Сцинтиллятор для матричного кремниевого детектора представляет собой экран из порошкового люминофора на прозрачной подложке или кристалла-сцинтиллятора, оптическое изображение с которого переносится на матрицу проекционным объективом. Преимуществом такого приемника является возможность варьировать размер области регистрации и разрешение внутри нее в широких пределах. Эти характеристики определяются оптическими свойствами сцинтиллятора и проекционного объектива. Кроме того, при использовании сцинтиллятора имеется возможность его изготовления с формой, отличной от плоскости, что помогает оптимизировать экспериментальную установку. Необходимо особо отметить высокую радиационную стойкость такого типа детекторов, которая достигает тысяч грей. Это позволяет использовать их с мощными источниками рентгеновского излучения, такими как

синхротроны, а также в длительных космических экспериментах. При разработке таких детекторов возникают определенные требования к сцинтилляторам. Для обеспечения требуемого пространственного разрешения они должны иметь толщину, согласованную с требуемым разрешением, увеличением и апертурой проекционного объектива, а также спектр люминесценции, близкий к максимуму спектральной чувствительности кремниевых матриц (0.6–0.7 мкм).

В настоящей работе были проанализированы рентгенофлуоресцентные свойства ряда сцинтилляционных кристаллов в рабочем диапазоне энергий рентгеновского излучения. Проведен выбор и дополнительные исследования наиболее эффективных из них. Разработана методика получения таких кристаллов, и, наконец, был использован один из них в конструкции созданного двумерного детектора.

2. СПЕКТРЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ НЕКОТОРЫХ КРИСТАЛЛОВ

С учетом актуальности применения, на что указывалось выше, свойства сцинтилляторов изучаются многими авторами в течение уже значительного времени. Например, в работе [4] приведены характеристики некоторых из них (табл. 1). Однако авторы не обсуждают вопросы качества структуры изучаемых ими материалов и их характеристики в идентичных условиях. При этом сами сцинтилляционные материалы были получены различными методами.

По этой причине нами была создана собственная установка для исследования спектров высвечивания кристаллов сцинтилляторов при их облучении рентгеновским излучением в условиях, приближенных к реальному применению (рис. 1).

В качестве источника излучения использована рентгеновская трубка с вольфрамовым анодом. Часть кожуха рентгеновской трубки размещена в рентгенозащитной камере таким образом, что окно выхода рентгеновского излучения было направлено вниз и облучение образца на столике осуществляется максимально широким пучком. Доступ в камеру для установки и юстировки образца осуществляется через дверцу, изготовленную из защитного свинцового стекла и оснащенную концевым выключателем, предотвращающим возможность включения источника излучения при открытой дверце.

Таблица 1. Параметры распространенных сцинтилляторов [4]

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Световойход, фотонов/МэВ	Время высвечивания без учета послесвечения, нс	Максимум излучения, нм	Глубина экспоненциальной экстинкции излучения энергией 17.5 кэВ, мкм
BaF ₂	4.88	1500	0.6–0.8	180–220	62
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	7.1	8600	300	480	15
CdWO ₄	7.9	20000	5000	495	23
CsI	4.51	2000	16	315	58
CsI:Na	4.51	40000	630	420	32
CsI:Tl	4.51	66000	800	550	63
Gd ₂ SiO ₅ :Ce	6.7	8000	60	420	30
K ₂ LaI ₅ :Ce	4.4	55000	24	420	86
LaBr ₃ :Ce	5.3	61000	35	358	20
LaCl ₃ :Ce	3.86	46000	25	330	29
LuAlO ₃ :Ce	8.34	12000	18	365	21
Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ :Ce	6.67	12500	55	530	87
Lu ₂ SiO ₅ :Ce	7.4	26000	30	390	13
NaI:Tl	3.67	41000	230	410	33
PbWO ₄	8.28	300	2–3	410	49
YAlO ₃ :Ce	5.6	21000	20–30	360	37
Y ₃ Al ₅ O ₁₂ :Ce	4.56	24000	90–120	550	41
Y ₂ SiO ₅ :Ce	4.45	9200	42	420	62
ZnO	5.61	3200	10	520	15

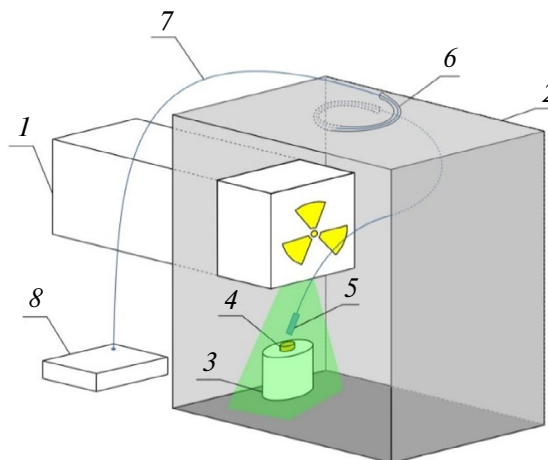
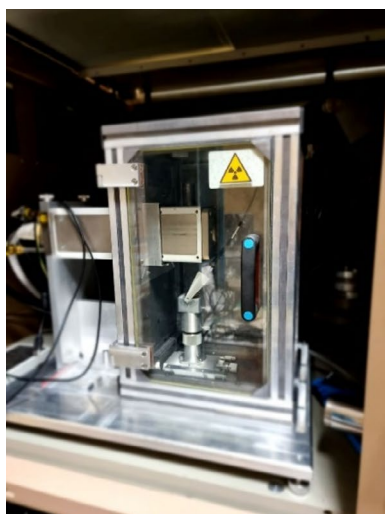


Рис. 1. Рентгеновский спектрометр (слева) и его схема (справа): 1 – рентгеновская трубка, 2 – рентгенозащитная камера, 3 – столик для образца, 4 – образец, 5 – конденсор, 6 – свинцовые каналы, 7 – световод, 8 – анализатор спектров.

Столик образца имеет регулировки по горизонтали и вертикали для выбора оптимального положения исследуемых кристаллов различной толщины. Конденсор, расположенный на конце световода оптического спектрометра, закреплен на столике с помощью кронштейна с градуировкой, позволяющей установить угол регистрации оптического излучения относительно поверхности исследуемого кристалла. Сам световод выведен из рентгенозащитной камеры через два полукруглых свинцовых канала, образующих лабиринт, что исключает попадание рентгеновского излучения наружу.

Было исследовано значительное количество сцинтилляторных кристаллов. Полученные спектры рентгенофлуоресценции некоторых из них представлены на рис. 2.

При выборе предпочтительного для дальнейшего применения сцинтиллятора мы также опирались на спектр чувствительности матрицы детектора. Наибольшая чувствительность зеленого канала CMOS-матрицы наблюдается на длине волны около 550 нм, что очень близко к максимумам спектра излучения монокристаллов иттрий-алюминиевых гранатов, легированных церием и тербием — YAG:(Ce,Tb) [5]. Оптимальным был бы сцинтиллятор, излучающий в максимуме на длине волны около 650 нм, чтобы попасть в максимум чувствительности

кремниевых матриц. Однако материалов, излучающих на такой длине волны и обладающих другими подходящими характеристиками, нам обнаружить не удалось.

Таким образом, это только добавляет уверенности в правильности выбора YAG:(Ce,Tb) в качестве материала-сцинтиллятора для реализации детектора с высоким пространственным разрешением, а потому определяет важность получения достаточно крупных и соответствующим образом легированных монокристаллов иттрий-алюминиевого граната оптического качества.

3. ВЫРАЩИВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯТОРНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Монокристаллы YAG:Ce и другие изоструктурные кристаллы гранатов для сцинтилляционных применений изготавливаются с использованием различных методов кристаллизации из высокотемпературных расплавов [6–8]. Наиболее распространенным является метод Чохральского, который позволяет получать достаточно крупные кристаллы с диаметром до 100 мм с концентрацией Ce до 0.3 ат.% замещения иттрия в структуре кристаллов граната (из которых можно изготавливать элементы с рабочей апертурой до 50 мм). Согласно

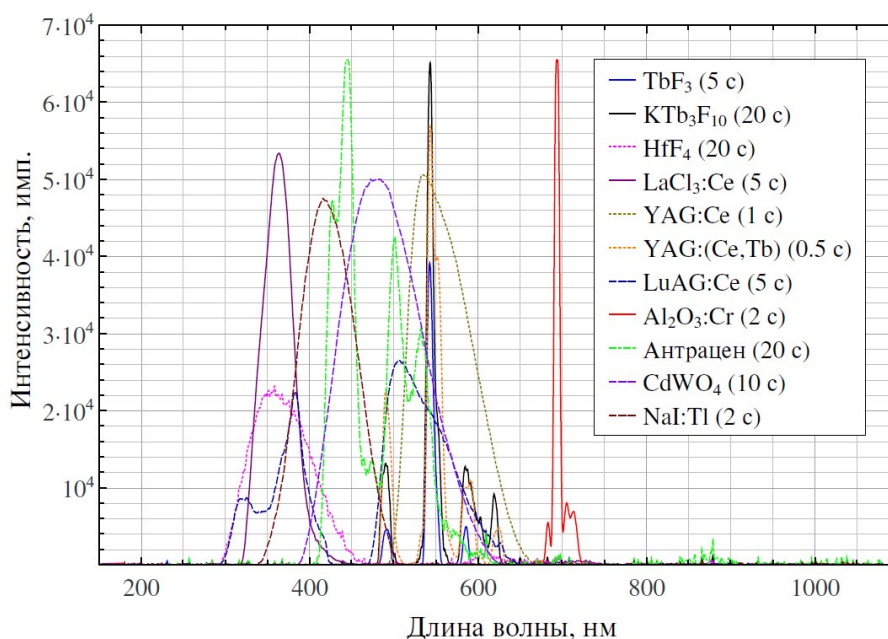


Рис. 2. Спектры рентгенофлуоресценции некоторых сцинтилляционных кристаллов. В скобках указано время накопления сигнала спектрометром.

методу Чохральского выращивание осуществляется из иридиевых тиглей на ориентированную затравку. Основной недостаток метода Чохральского связан с высокой себестоимостью выращиваемых кристаллов, обусловленной использованием дорогостоящих иридиевых тиглей. Можно отметить также присущие данному методу структурные неоднородности получаемых кристаллов, а также сложный профиль напряжений в их поперечном сечении, что связано с эффектами “гранного” роста [9]. Грани формируются на тех участках вогнутой в сторону расплава фазовой границы, которые параллельны кристаллографическим плоскостям. В результате лишь часть выращенных кристаллов пригодна для использования. Известным производителем сцинтилляционных кристаллов YAG:Ce (а также монокристаллов $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$) является фирма CRYTUR (Чехия) [10].

Другим достаточно известным методом выращивания синтетических гранатов и других оксидных монокристаллов является разработанный в России метод горизонтальной направленной кристаллизации (ГНК) или по имени его основателя — метод Багдасарова [8]. По данному методу выращивание достаточно крупных кристаллов плоской геометрии размером до $200 \times 80 \times 30$ мм³ осуществляется в одноразовых молибденовых контейнерах в вакууме или контролируемой атмосфере (Ar, N₂, с добавлением H₂). Возможна также кристаллизация в восстановительной атмосфере в присутствии CO₂ [11].

В методе Багдасарова плоская геометрия контейнера с высокой площадью расплава определяет ряд его особенностей, основной из которых является нарушение стехиометрии расплава в процессе кристаллизации. Последнее обстоятельство особенно существенно при проведении кристаллизационных процессов в вакууме. Вполне естественно, что характер и концентрация дефектов структуры (например вакансий в анионной и катионной подрешетке) могут существенно отличаться от кристаллов, выращенных иными методами.

Для кристаллов YAG при кристаллизации методом Багдасарова характерно преимущественное испарение алюминия и кислорода, приводящее к образованию *F*-центров с поглощением в УФ-области спектра (200–240 нм) [12, 13]. К другим типам дефектов синтетических

кристаллов алюмогранатов, активно изучаемым в последние годы, относятся так называемые дефекты замещения (anti-site defects), когда часть катионов, например Y в YAG, занимают октаэдрические позиции алюминия в кристаллической решетке. Впервые такие нарушения идеальной структуры YAG были рассмотрены в работе [14], причем концентрация дефектов замещения может быть сравнима с концентрацией активатора (0.25 ат.% для Y_{Al}). Формирование упомянутых выше и иных дефектов кристаллической структуры в значительной степени зависит от метода и технологических условий выращивания [15]. Высокая температура выращивания кристаллов гранатов из расплавов способствует формированию дефектов замещения, которые активно исследуются при анализе свойств характеристик сцинтилляционных кристаллов гранатов, активированных ионами Ce³⁺, поскольку оказывают влияние на эффективность и кинетику сцинтилляций [16, 17].

Кристаллы, выращиваемые методом Багдасарова, обладают низким уровнем остаточных напряжений и высокой оптической однородностью, а сам метод характеризуется относительной простотой и низкой себестоимостью. По методу ГНК принципиально возможно выращивание кристаллов с широкой рабочей апертурой, перспективных для использования в детекторах для рентгеновской томографии [18].

Перечисленные достоинства метода ГНК, а также наличие ростовой аппаратуры и соответствующей инфраструктуры обусловили его использование в наших исследованиях.

По названным причинам мы применили метод направленной горизонтальной кристаллизации (метод Багдасарова) для выращивания иттрий-алюминиевых гранатов с церием и тербием. Схема метода Багдасарова и фотография установки для выращивания кристаллов показаны на рис. 2.

Кристаллы YAG:(Ce) и YAG:(Ce,Tb), использованные в настоящей работе, выращивались в вакууме из предварительно синтезируемой шихты, полученной путем сплавления исходных оксидов. Несмотря на то, что кристаллы YAG с различными редкоземельными активаторами (Nd, Er, Yb) успешно выращивались в вакууме методом Багдасарова [8], мы при отработке методики выращивания столкнулись с определен-

ными трудностями, вызванными значительно более высокой летучестью оксида церия CeO_2 по сравнению с оксидами неодима, эрбия и иттербия. По данным работ [19, 20], давление CeO_2 при температуре кристаллизации YAG, равной 1950°C , составляет 77 Па, тогда как давление NdO при тех же условиях равно примерно 0.25 Па. Эти данные свидетельствуют о значительно большей летучести оксида церия по сравнению с оксидом неодима. С проблемой летучести CeO_2 , а также церия из расплава мы встретились в экспериментах по выращиванию кристаллов YAG в вакууме по методу Багдасарова. Ситуация осложнялась также большой площадью поверхности расплава при данном методе выращивания.

Для технологии выращивания кристаллов YAG:Ce также актуальна задача достижения высокой равномерности распределения активатора в связи с низким коэффициентом распределения Ce ($K \sim 0.1$) при кристаллизации из расплава [18].

Для получения необходимой концентрации ионов Ce^{3+} в кристаллах были приняты меры, позволившие получить концентрацию ионов Ce^{3+} в предварительно синтезированной шихте YAG в диапазоне от 1 до 2.5 ат. % (замещения ионов Y). Из такой шихты были выращены кристаллы с концентрацией ионов Ce^{3+} от 0.1 до 0.4 ат. %. Концентрация ионов Ce^{3+} в кристаллах контролировалась по спектральной методике, рассмотренной в работе [21]. При концентрации ионов Ce^{3+} , равной 0.1 ат. %, были получены кристаллы с рабочей зоной размером $50 \times 80 \times 15 \text{ мм}^3$ и неравномерностью распределения ионов Ce^{3+} по длине заготовки, не превышающей 10%. При выращивании кристаллов YAG:(Ce,Tb) с концентрацией Tb в диапазоне от 2 до 8 ат. % не возникали дополнительные трудности в связи с меньшим ионным радиусом и значительно более высоким коэффициентом распределения тербия в YAG, равным примерно 0.9 [22]. Дополнительно проведенные исследования показали, что световыход полученных методом Багдасарова в вакууме монокристаллов составляет 22 000–25 000 фот./МэВ (для образцов с концентрацией ионов Ce^{3+} , равной 0.1–0.4 ат. %). Пример кинетики затухания рентгенолюминесценции образца с концентрацией ионов Ce^{3+} , равной 0.4 ат. %, приведен на рис. 4.

Кинетика рентгенолюминесценции хорошо аппроксимируется единственной экспонентой со временем затухания порядка 70 нс. Компоненты со временем около 1 мкс, связанной со струк-

турными дефектами кристаллов YAG, практически нет, что хорошо согласуется с данными работы [23], в которой исследовались образцы кристаллов, полученных “закалочным методом”.

Кинетика люминесценции кристаллов YAG:(Ce,Tb) соответствует переходам $^5\text{D}_4 \rightarrow ^7\text{F}_j$ ионов Tb^{3+} и характеризуется экспонентой с постоянной, равной примерно 3.12 мс, по данным [24].

4. ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРЕШЕНИЯ И КОНТРАСТНОСТИ ПОЛУЧАЕМЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В лаборатории рефлектометрии и малоуглового рассеяния НИЦ “Курчатовский институт” разработан детектор для регистрации двумерных рентгеновских изображений с микронным разрешением (рис. 5). В состав детектора

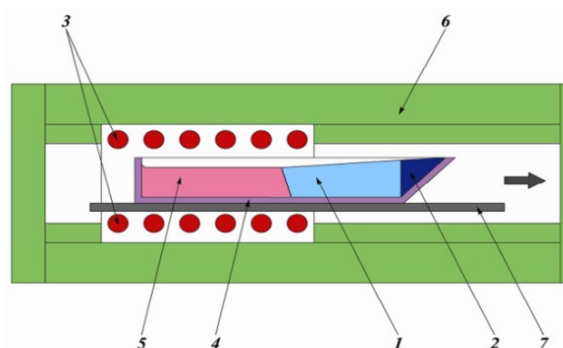


Рис. 3. Схема метода Багдасарова: 1 – кристалл, 2 – затравка, 3 – нагреватель, 4 – молибденовый контейнер, 5 – расплав, 6 – экранная теплоизоляция, 7 – волокуша.

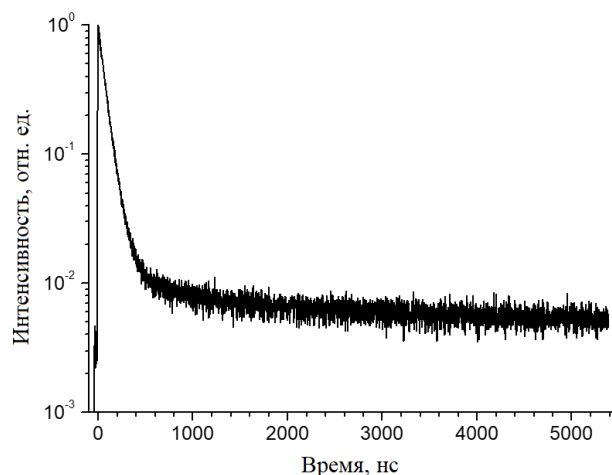


Рис. 4. Зависимость интенсивности рентгенолюминесценции образца YAG:Ce от времени.

входят: КМОП-матрица, оптическая система, люминесцентный экран. Используемая матрица с фронтальным типом засветки (FSI) имеет формат 2064×1544 пикселей с размером пикселя 3.45 мкм . Емкость потенциальной ямы составляет 1800 электронов. Детектор обеспечивает возможность получения до 50 кадров в секунду.

Тестирование сцинтиллятора $\text{YAG:}(\text{Ce}, \text{Tb})$ толщиной около 100 мкм в качестве люминесцентного экрана проводилось на лабораторном микротомографе ТОМАС [25], разработанном в лаборатории рефлектотрии и малоуглового рассеяния ФНИЦ “Кристаллографии и фотоники” РАН [25] с использованием разработанного детектора. Источником излучения служила рентгеновская трубка с молибденовым анодом. Ускоряющее напряжение — 40 кВ , ток — 40 мА . Эксперимент проводился в “белом” пучке, т.е. с использованием тормозного излучения и без его монохроматизации. В качестве тест-объектов для получения изображения использовались золотые сетки с размером проволоки 55 и 6 мкм , которые устанавливались непосредственно перед сцинтиллятором $\text{YAG:}(\text{Ce}, \text{Tb})$. При рентгеновском облучении входное окно детектора закрывалось тонким черным колпачком. Геометрия съемки была следующая: расстояние от источника до сетки 175 см , расстояние от сет-

ки до КМОП-матрицы составляло 18 см (без увеличения), а расстояние от сетки до КМОП-матрицы составляло 26 см при максимальном увеличении. Время экспозиции составляло от 0.1 до 60 с . Результаты эксперимента представлены на рис. 6, 7.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты определенно демонстрируют возможность применения монокристаллов $\text{YAG:}(\text{Ce}, \text{Tb})$ в качестве сцинтилляторов для двумерных рентгеновских детекторов, применимых, например, в рентгеновской микротомографии. Их эффективность и время затухания люминесценции ($\tau \sim 3 \text{ мс}$) удовлетворяют условиям проведения таких экспериментов в лабораторных условиях. В частности, удается получить достаточно четкое изображение тест-объектов с пространственным разрешением на уровне шести микрометров за 10 с . Повышение пространственного разрешения требует изготовления более тонких пластинок из этих материалов, что является нашей ближайшей задачей. С другой стороны, более быстрая регистрация изображений требует и большей интенсивности излучения, что реализуется с использованием синхротронного излучения. В таких случаях перспективно применение более



Рис. 5. Фотография детектора для рентгеновской микротомографии.

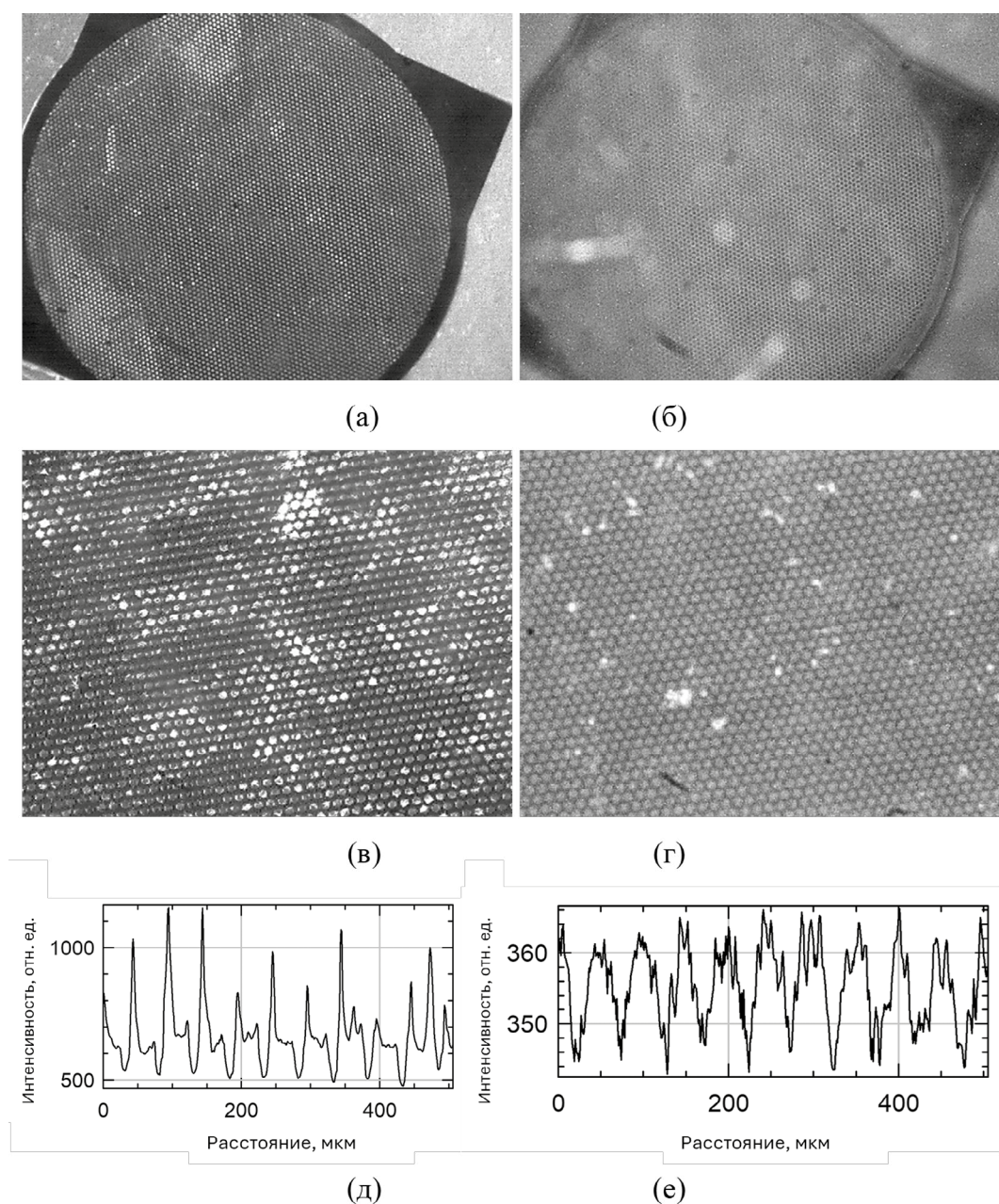


Рис. 6. Изображение сетки с размером проволоки 55 мкм: **а** — в видимом свете без увеличения, экспозиция 0.1 с; **б** — в рентгеновском излучении без увеличения, экспозиция 10 с; **в** — в видимом свете с максимальным увеличением, экспозиция 0.1 с; **г** — в рентгеновском излучении с максимальным увеличением, экспозиция 10 с; **д, е** — сечения изображений **в, г**.

быстрого сцинтиллятора из кристаллов YAG:Ce. Эти кристаллы, хотя и менее эффективны, но обладают существенно лучшим быстродействием ($\tau \sim 70$ нс).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Д.Н. Каримову и В.А. Постникову (НИЦ “Курчатовский институт”), а также Н.Н. Колесникову (ИФТТ

РАН) за предоставление образцов для исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа в части изготовления двумерного рентгеновского детектора выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-72-30002), в части изготовления сцинтилляторов — в рамках государственного

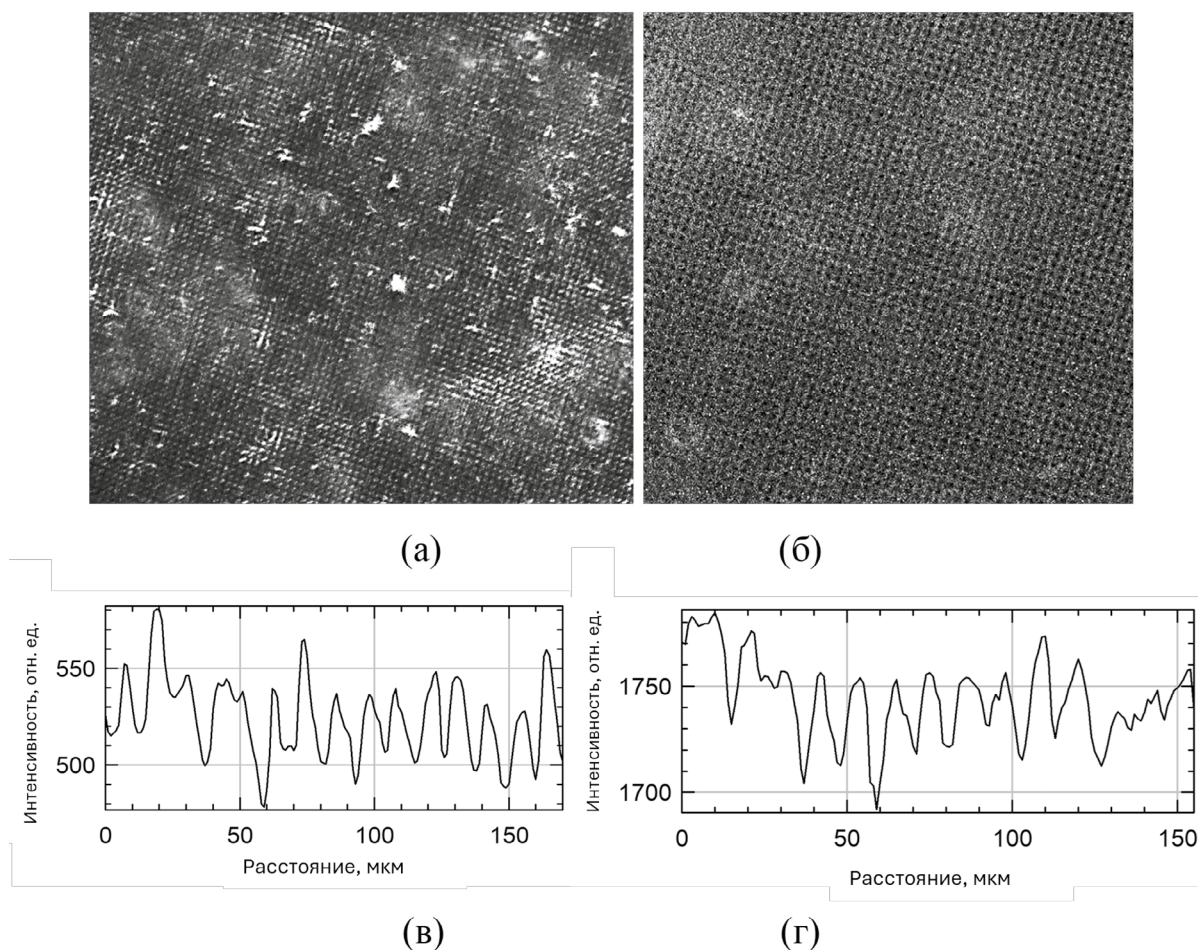


Рис. 7. Изображение сетки с размером проволоки 6 мкм: **а** — в видимом свете с максимальным увеличением, экспозиция 0.1 с; **б** — в рентгеновском излучении с максимальным увеличением, экспозиция 60 с; **в, г** — сечения изображений **а, б**.

задания НИЦ “Курчатовский институт” и в части изучения свойств кристаллов сцинтилляторов — в рамках задания Министерства науки и высшего образования России (грант № 075-15-2024-637).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кривоносов Ю.С., Чукалина М.В., Бузмаков А.В., Асадчиков В.Е., Русаков А. А., Мариянац А.О., Попов В.К., Занин И.О., Кулик В.Л. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2020. Т. 86. № 1. С. 26.
<https://doi.org/10.26896/1028-6861-2020-86-1-26-31>
2. Tegze M., Faigel G. // Nature. 1996. V. 380. № 6569. P. 49.
<https://doi.org/10.1038/380049a0>
3. Kapetanakis E., Douvas A.M., Argitis P., Normand P. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2013. V. 5. № 12. P. 5667.
<https://doi.org/10.1021/am401016n>
4. Luo Z., Moch J.G., Johnson S.S., Chen C.C. // Curr. Nanosci. 2017. V. 13. № 4. P. 364.
<https://doi.org/10.2174/1573413713666170329164615>
5. Deglinc J., Kazemzadeh F., Cho D., Clausi D.A., Wong A. // Sci. Rep. 2016. V. 6. № 1. P. 28665.
<https://doi.org/10.1038/srep28665>
6. Linares R.C. // Solid State Commun. 1964. V. 2. P. 229.
[https://doi.org/10.1016/0038-1098\(64\)90369-2](https://doi.org/10.1016/0038-1098(64)90369-2)
7. Mihokova E., Nikl M., Mares J.A., Beitlerova A., Vedda A., Nejezchleb K., Blazek K., D'Ambrosio C.J. // Luminescence. 200. V. 126. № 1. P. 77.
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2006.05.004>
8. Багдасаров Х.С. Высокотемпературная кристаллизация из расплава. Москва: Физматлит, 2004. ISBN 5-9221-0482-9
9. Петросян А.Г. Сб. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. Москва: Наука, 1986.
<https://www.crytur.com/products>
10. Данько А.Я., Пузилов В.М., Семиноженко В.П., Сидельникова Н.С. Технологические основы выращивания лейкосапфира в восстановительных условиях. Харьков: ИСМА, 2009.

11. Зоренко Ю.В., Савчин В.П., Горбенко В.И., Возняк Т.И., Зоренко Т.Е., Пузиков В.М., Данько А.Я., Нижанковский С.В. // ФТТ. 2011. Т. 53. № 8. С. 1542.
12. Нижанковский С.В., Данько А.Я., Зеленская О.В., Тарасов В.А., Зоренко Ю.В., Пузиков В.М., Гринь Л.А., Трушковский А.Г., Савчин В.П. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 20. С. 77.
13. Ashurov M.Kh., Voronko Yu.K., Osiko V.V., Sobol A.A. // Phys. Stat. Sol. (A). 1977. V. 42. P. 101. <https://doi.org/10.1002/pssa.2210420108>
14. Zorenko Y., Gorbenko V., Zorenko T., Kuklinski B., Grinberg M., Wiśniewski K., Bilski P. // Opt. Mater. 2014. V. 36. № 10. P. 1680. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2014.01.013>
15. Khanin V.M., Vruble I.I., Polozkov R.G., Venevtsev I.D., Rodnyi P.A., Tikhvatulina T., Chernenko K., Drozdowski W., Witkowski M.E., Makowski M., Dorogin E.V., Rudin N.V., Ronda C., Wieczorek H., Boerekamp J., Spoor S., Shelykh I.A., Meijerink A.J. // Phys. Chem. C. 2019. V. 123. № 37. P. 22725. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.9b05169>
16. Pankratov V., Grigorjeva L., Millers D., Chudoba T. // Radiat. Meas. 2007. V. 42. P. 679. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2007.02.046>
17. Zhao G., Zeng X., Xu J., Xu Y., Zhou Y. J. // Cryst. Growth. 2003. V. 253. № 1. P. 290. [https://doi.org/10.1016/S0022-0248\(03\)01017-0](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(03)01017-0)
18. Kurapova O.Yu., Shugurov S.M., Vasil'eva E.A., Konakov V.G., Lopatin S.I. // J. Alloys Compd. 2019. V. 776. P. 194. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2018.10.265>
19. Sevastyanov V.G., Simonenko E.P., Simonenko N.P., Stolyarova V.L., Lopatin S.I., Kuznetsov N.T. // Eur. J. Inorg. Chem. 2013. V. 26. P. 4636. <https://doi.org/10.1002/ejic.201300253>
20. Кварталов В.Б., Каневский В.М., Федоров В.А., Буташиин А.В. // Успехи в химии и химической технологии. Сб. науч. тр. М.: РХТУ им. Д.И. Менделеева. 2022. Т. XXXVI. № 7. С. 70.
21. Tachibana M., Iwanade A., Miyakawa K. // J. Cryst. Growth. 2021. V. 568–569. P. 126191. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2021.126191>
22. Федоров В.А., Антонов Е.В., Вeneвцев И.Д., Каневский В.М., Набатов Б.В., Салтанова Е.С. // Кристаллография. 2024. Т. 69. № 2. С. 345. <https://doi.org/10.31857/S0023476124020187>
23. Liu J., Song Q., Li D., Ding Y., Xu X., Xu J. Opt. Mater. 2020. V. 106. P. 110001. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2020.110001>
24. Бузмаков А.В., Асадчиков В.Е., Золотов Д.А., Роцин Б.С., Дымшиц Ю.М., Шишков В.А., Чукалина М.В., Ингачева А.С., Ичалова Д.Е., Кривоносов Ю.С., Дьячкова И.Г., Балцер М., Касселе М., Чилингарян С., Копманн А. // Кристаллография. 2018. Т. 63. № 6. С. 1007. <https://doi.org/10.1134/S0023476118060073>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.621.4 + 537.622.4 + 621.317.412

РЕАЛИЗАЦИЯ МАГНИТНО-РЕОЛОГИЧЕСКОГО МЕТОДА КОНТРОЛЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ЧАСТИЦЫ ПРИ ОБЕСПЕЧЕНИИ ЕЕ ИСКУССТВЕННОГО ЗАВИСАНИЯ

© 2024 г. Д. А. Сандуляк^{a,*}, А. А. Сандуляк^a, В. А. Ершова^a, А. В. Сандуляк^a,
М. Н. Полисмакова^a, А. С. Харин^a

^a МИРЭА — Российский технологический университет
Россия, 107076, Москва, ул. Стромывка 20
* e-mail: d.sandulyak@mail.ru

Поступила в редакцию 20.03.2024 г.

После доработки 27.05.2024 г.

Принята к публикации 28.06.2024 г.

Магнитометр с полюсами-полусферами позволяет, следуя новому магнитно-реологическому методу, определять магнитную восприимчивость χ одиночной частицы малых размеров (перемещающейся в столбе жидкости между полюсами-полусферами). Обосновывается, что возможности этого метода могут быть расширены за счет использования при выполнении экспериментов той части области между полюсами, которая находится ниже (а не изначально выше) их межцентровой линии. В этом случае, когда изучаемая частица принудительно перемещается вверх, что обуславливает снижение скорости и увеличение времени ее перемещения, можно целенаправленно замедлять такое перемещение (изменением намагничивающей силы магнитометра) вплоть до зависания частицы. Для случая такого зависания приводятся выражения (оказавшиеся облегченными), которые позволяют определять χ по значительно суженному кругу данных, необходимых для выполнения экспериментов и соответствующих расчетов.

DOI: 10.31857/S0032816224060122 EDN: EKNHCU

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение магнитных свойств образцов малого объема (на уровне дисперсных частиц) является не только научной, но и актуальной практической задачей. Так, сведения о магнитной восприимчивости частиц особо востребованы в технологиях магнитной сепарации при очистке многих сред от разного рода ферромагнитных (ферримангнитных) примесей [1, 2], очистки сточных вод с применением магнитоактивных дисперсных сорбентов [3, 4], адресной доставки магнитовосприимчивых частиц (как активных носителей медицинского препарата) в биологии и медицине [5–7].

Из известных методов контроля магнитных свойств материалов [8, 9] для специфичной за-

дачи определения магнитных свойств образцов малого объема предпочтителен пондеромоторный метод [10–12], основанный на измерении магнитной силы F_m , действующей на образец, находящийся в неоднородном (градиентном) магнитном поле магнитометра. В работах [10, 13] найдены решения двух принципиальных вопросов, позволяющие развить этот метод магнитометрии. Во-первых, за счет применения полюсных наконечников сферической формы удалось добиться получения столь необходимой зоны (диагностируемой) постоянного магнитного силового фактора (представляющего собой произведение $B \text{grad} B$, где B — индукция поля) для размещения в ней изучаемого малообъемного образца. Во-вторых, на основании исследований подвергаемых разрежению по-

рошкообразных образцов показано, что при уменьшении объемной доли магнитоактивных частиц в образце, когда достигается взаимное разобшение этих частиц, по найденным данным магнитной восприимчивости разреженного образца (с использованием измеряемой величины F_m) поддается оценке магнитная восприимчивость отдельной частицы.

Вместе с тем надо иметь в виду, что такой подход дает представление о магнитной восприимчивости среднестатистической частицы без информации о восприимчивости той или иной отдельно взятой частицы.

Метод, предназначенный для определения магнитной восприимчивости χ именно одиночной частицы, описывается в работах [14, 15]. Этот метод, именуемый магнитно-реологическим (МР) [14, 15], формально основывается на том же принципе, что и широко известный метод вискозиметрии, осуществляемый посредством естественной вертикальной седиментации шара в столбе жидкости. Получение здесь искомого результата, а именно динамической вязкости изучаемой жидкости, базируется на условии баланса действующих на шар трех постоянных сил: гравитационной F_g , силы Архимеда F_A и силы Стокса F_S .

Для получения МР-методом искомого результата, а именно значений χ для изучаемой частицы, эта частица, помещаемая в жидкость, дополнительно подвергалась воздействию магнитной силы F_m , зависящей от χ , при соблюдении принципиальных требований: сила F_m обязательно должна быть постоянной по величине и, кроме того, строго ориентированной по направлению действия сил F_g , F_A и F_S [14, 15]. Это вполне обеспечивается применением в соответствующем магнитометре полюсов сферической формы. В таком случае частица будет совершать вертикальное принудительное перемещение в столбе жидкости, и при выполнении определенных условий [14, 15] справедливым останется условие баланса сил (здесь четырех), что позволяет получать в явном виде необходимые выражения для расчета χ .

При реализации МР-метода согласно работам [14, 15] осуществляется вертикальное перемещение изучаемой частицы в столбе жидкости вниз. В необходимом для определения магнитной восприимчивости χ изучаемой частицы условии баланса сил (в пределах исполнительной зоны,

расположенной в межполюсной области выше межцентральной линии полюсных наконечников) здесь такие силы, как гравитационная F_g и магнитная F_m , совпадают по направлению. В связи с этим изучаемая частица в исполнительной зоне (где магнитная сила выдерживается практически постоянной вследствие сохраняющегося почти постоянным магнитного силового фактора) [14, 15] перемещается сравнительно быстро, так как эта зона, к сожалению, вынужденно ограничена по протяженности h . Поэтому время такого перемещения частицы является весьма малым, его регистрация вызывает затруднения, что может негативно сказаться на точности измерений и, в конечном счете, на точности контроля данных χ . Следовательно, изучение возможности исключения такого, регистрируемого при реализации МР-метода, параметра, как время τ перемещения изучаемой частицы (что составило цель настоящей работы), позволило бы раскрыть новые возможности этой перспективной, на наш взгляд, методологии магнитометрии.

2. АРГУМЕНТАЦИЯ ПЕРЕХОДА К МР-МЕТОДУ С РАСШИРЕННЫМИ ВОЗМОЖНОСТЯМИ

Возможности МР-метода (при реализации которого целенаправленно используется электромагнитная система с полюсными наконечниками сферической формы [14, 15]) позволяют несложно уменьшать скорость вертикального перемещения изучаемой частицы (в том числе в пределах исполнительной зоны протяженностью h) и, значит, увеличивать время этого перемещения, принимая во внимание следующее. Когда применяются полюсные наконечники сферической формы, координатная характеристика магнитного силового фактора $B_{grad}B$ в любом из радиальных направлений плоскости симметрии межполюсной области имеет экстремальный вид [10, 11]. Следовательно, зона в окрестности экстремума, где значения этого фактора практически постоянны, являясь исполнительной зоной, содержится по вертикали как выше, так и симметрично ниже межцентральной линии полюсных наконечников. Поэтому для желательного снижения скорости перемещения изучаемой частицы и увеличения за счет этого времени τ ее перемещения (в пределах исполнительной зоны протяженностью h) при реализации МР-метода можно исполь-

зовать также нижнюю исполнительную зону (рис. 1) [16]. Здесь сила тяжести F_g , направленная вниз, и магнитная сила F_m , направленная вверх, противодействуют друг другу, что обусловит не только изменение направления перемещения изучаемой частицы, но и существенное уменьшение скорости и увеличение времени τ ее перемещения.

Тем самым при такой, как бы обратной, седиментации обеспечивается замедленное (по сравнению с реализацией МР-метода в работах [14, 15], когда F_g и F_m — однонаправлены) перемещение изучаемой частицы (вверх, в пределах такой же вынужденно ограниченной величины h). При соблюдении указанных в работах [14, 15] требований магнитную восприимчивость частицы χ можно определять исходя из справедливого здесь [16] (скорректированного по сравнению с работами [14, 15]) условия баланса сил (рис. 1): $F = F_A + F_S - F_m = 0$, а именно гравитационной силы $F_g = \pi \delta^3 \rho g / 6 = \rho V g$, силы Архимеда $F_A = \pi \delta^3 \rho_\eta g / 6 = \rho_\eta V g$, силы Стокса $F_S = 3k\pi\delta\eta v = 3k\pi\delta\eta h / \tau$ (при соблюдении ламинарного режима, т.е. при малых числах Рейнольдса, когда $Re = v\delta\rho_\eta/\eta < 2$ [17], скорость частицы v в жидкости постоянная при установившемся режиме движения частицы в пределах ее перемещения h по высоте столба жидкости), а также магнитной силы

$F_m = \mu_0 \chi V H \text{grad} H = \chi V B \text{grad} B / \mu_0$. Здесь η и ρ_η — динамическая вязкость и плотность используемой жидкости; δ , ρ , V — соответственно эквивалентный диаметр частицы (уподобляемой модельной шарообразной), ее плотность и объем; $k = 1/\phi$ — коэффициент, учитывающий отличие формы изучаемой частицы от модельной сферической (ϕ — отношение скоростей седиментации частицы и модельной сферической частицы, по данным работы [17] $\phi = 0.66 \dots 0.77$ для разных несферических частиц: угловатых и округлой формы), g — ускорение свободного падения (9.81 м/с^2), B — индукция поля в точке местоположения частицы, μ_0 — магнитная константа ($4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$). Тогда из оговоренного условия баланса сил последует выражение для определения магнитной восприимчивости χ частицы (совершающей замедленное вертикальное перемещение вверх) [16].

Как следует из простого упоминания параметров, значениями которых необходимо располагать для реализации МР-метода (при определении магнитной восприимчивости χ изучаемой частицы) [14–16], их количество значительно — около десятка. Между тем, информацию о χ можно получить, используя данные менее половины из них, используя еще одну из доступных возможностей МР-метода.

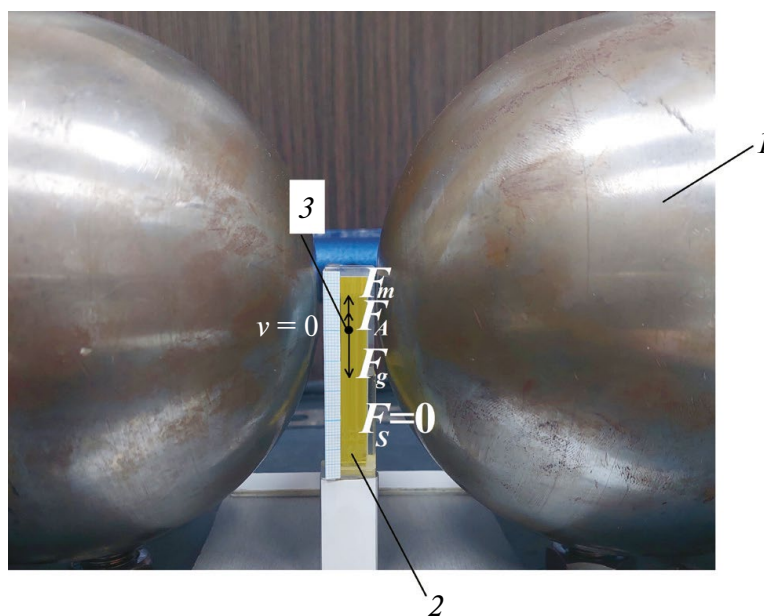


Рис. 1. Иллюстрация магнитно-реологического метода контроля магнитной восприимчивости одиночной частицы с обеспечением ее искусственного зависания: 1 — полюсные наконечники (сферической формы) электромагнитной системы магнитометра, 2 — столб жидкости, в которой осуществляется перемещение изучаемой частицы 3 с последующим зависанием ($v = 0$) в точке с определенным значением магнитного силового фактора.

Для этого опыт по вертикальному перемещению изучаемой частицы 3 вверх в столбе жидкости 2 следует осуществлять в режиме магнитного управления, изменяя магнитные параметры (такие как индукция B и, соответственно, градиент $\text{grad}B$) изменением намагничивающей силы электромагнитной системы магнитометра 1 (рис. 1) [18]. При этом следует осуществлять варьирование токовой нагрузки (непосредственно при проведении опыта), вызывая сначала перемещение изучаемой частицы 3 вверх, а затем торможение в перемещении частицы вплоть до ее зависания: когда скорость перемещения v частицы станет равняться нулю (рис. 1). Тем самым в состоянии зависания частицы сила Стокса исчезает ($F_s = 0$) и составляемое ключевое условие баланса действующих на частицу сил записывается здесь без этой силы:

$$F_g - F_A - F_m = 0. \quad (1)$$

Тогда искомая магнитная восприимчивость χ изучаемой частицы определяется исходя из этого — суженного — условия (по сравнению с записанным выше), т.е. без фигурирующей в нем силы F_s , с помощью записанных выше выражений для F_g , F_A и F_m :

$$\chi = g(\rho - \rho_n) \mu_0 / B \text{grad}B, \quad (2)$$

что исключает необходимость трудоемкого определения динамической вязкости η жидкости и эквивалентного диаметра δ частицы. При этом из устанавливаемой координатной характеристики B , а также из получаемой на ее основе координатной характеристики $\text{grad}B$ определяются значения этих параметров в точке зависания частицы.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможности предложенного нового метода определения магнитной восприимчивости χ такого специфичного ферромагнетика (ферримагнетика), как одиночная частица малых размеров, рассматриваются на основании анализа конкуренции сил, в том числе магнитной (зависящей от χ), действующих на изучаемую частицу, перемещающуюся по вертикали в сосуде с жидкостью, помещенном между полюсами электромагнитной системы соответствующего

магнитометра. Мы обращаем внимание на то, что в случае применения полюсов-полусфер эти возможности могут быть расширены за счет использования при выполнении экспериментов той части межполюсной области, которая находится ниже (а не изначально выше) межцентральной линии полюсов. В этом случае, когда обеспечивается перемещение (принудительное) изучаемой частицы вверх, что обуславливает снижение скорости и увеличение времени перемещения частицы, можно также подконтрольно замедлять ее перемещение (изменением намагничивающей силы магнитометра) вплоть до зависания. Для случая зависания частицы приводятся выражения (оказавшиеся облегченными по числу фигурирующих в них параметров), которые позволяют определять χ по значительно суженному кругу данных, получаемых при выполнении экспериментов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания в сфере науки (проект № FSFZ-2024-0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ku J., Lei Z., Lin H., Yan Q., Chen H., Guo B. // International J. of Mining Science and Technology. 2022. V. 32 (6). P. 1341. <https://doi.org/10.1016/j.ijmst.2022.08.007>
2. Cooper R.P., Doyle J.F., Dunn D.S., Vellinger J.C., Todd P.W. // Separation Science and Technology. 2004. V. 39 (12). P. 2809. <https://doi.org/10.1081/SS-200028762>
3. Feng Z., Chen H., Li H., Yuan R., Wang F., Chen Z., Zhou B. // Science of the Total Environment. 2020. V. 713. P. 136423. <https://doi.org/10.1016/j.scitotenv.2019.136423>
4. Bagheri A.R., Ghaed M., Asfaram A., Bazrafshan A.A., Jannesar R. // Ultrasonics Sonochemistry. 2017. V. 34. P. 294. <https://doi.org/10.1016/J.ULTSONCH.2016.05.047>
5. Орлов В.А., Прокопенко В.С., Руденко Р.Ю., Орлова И.Н. // Физика металлов и металловедение. 2020. Т. 121. № 11. С. 1135. <https://doi.org/10.31857/S0015323020100071>
6. Vitol E.A., Novosad V., Rozhkova E.A. // Nanomedicine. 2012. V. 7 (10). P. 1611. <https://doi.org/10.2217/nnm.12.133>
7. Cardoso V.F., Francesko A., Ribeiro C., Bañobre-López M., Martins P., Lanceros-Mendez S. // Adv. Healthcare Mater. 2018. V. 7. P. 1700845. <https://doi.org/10.1002/adhm.201700845>

8. *Riminucci A., Uhlarz M., De Santis R., Herrmannsdörfer T.* // J. of Applied Physics. 2017. V. 121. P. 094701.
<https://doi.org/10.1063/1.4977719>
9. *Slobinsky D., Borzi R.A., Mackenzie A.P., Grigera S.A.* // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. P. 125104.
<https://doi.org/10.1063/1.4769049>
10. *Сандуляк А.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Киселев Д.О., Ершова В.А., Сандуляк Д.А.* // ПТЭ. 2018. № 1. С. 109.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218010342>
11. *Сандуляк А.А., Сандуляк Д.А., Полисмакова М.Н., Ершова В.А., Сандуляк А.В.* // ПТЭ. 2023. № 4. С. 116.
<https://doi.org/10.1134/S0020441223030107>
12. *Казин П.Е., Кульбакин И.В.* Методы исследования магнитных свойств материалов. М.: МГУ. 2011.
13. *Sandulyak A.V., Sandulyak A.A., Ershova V.A., Sandulyak D.A., Polismakova M.N., Kiselev D.O.* // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2020. V. 93. P. 210.
<https://link.springer.com/article/10.1007/s10891-020-02110-x>
14. *Сандуляк А.А., Сандуляк Д.А., Полисмакова М.Н., Сандуляк А.В., Ершова В.А., Киселев Д.О.* // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. 2023. № 5. С. 1.
<https://doi.org/10.25791/pribor.11.2023.1450>
15. *Сандуляк А.А., Сандуляк А.В., Ершова В.А., Сандуляк Д.А.* РФ Патент 2753159, 2021.
16. *Сандуляк А.А., Сандуляк Д.А., Полисмакова М.Н., Сандуляк А.В., Харин А.С., Соловьев И.А.* РФ Патент 2805765, 2023.
17. *Касаткин А.Г.* Основные процессы и аппараты химической технологии. М.: Химия, 1973.
18. *Сандуляк Д.А., Сандуляк А.А., Ершова В.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н.* РФ Патент 2813499, 2024.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.383.51

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИНСОЛЯЦИИ В УСЛОВИЯХ НАЗЕМНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ

©2024 г. В. Е. Никифоров^а, *, Е. В. Барков^а, Е. В. Никифоров^а

*^аИнститут земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
Российской академии наук
Россия, 108840, Москва, Троицк, Калужское ш., 4
e-mail: nika@izmiran.ru

Поступила в редакцию 06.02.2024 г.

После доработки 03.04.2024 г.

Принята к публикации 08.07.2024 г.

Представлены структура, состав и алгоритм работы измерительно-вычислительного комплекса для измерения энергетических параметров инсоляции (солнечного излучения) в наземных условиях. Комплекс обеспечивает непрерывные измерения и регистрацию энергетических параметров инсоляции и активности Солнца с использованием в качестве первичных преобразователей коммерческих кремниевых фотоэлектрических модулей монокристаллического и поликристаллического типов. Проводятся измерения в реальном времени напряжений холостого хода, токов короткого замыкания, токов и напряжений в рабочих точках модулей, температуры модулей и окружающей среды. Регистрируемые параметры обрабатываются, строятся вольт-амперные характеристики модулей на основе аналитической модели солнечных батарей, производятся расчеты генерируемых мощности и энергии за требуемый период. Все необходимые измеренные и вычисленные величины отображаются в графическом виде.

DOI: 10.31857/S0032816224060139 EDN: EKNHGO

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение энергетических параметров солнечного облучения (инсоляции) актуально как при изучении фундаментальных вопросов солнечной активности и физических процессов в системе Земля–Солнце, так и при проведении прикладных исследований и решении теоретических и практических задач автономной энергетики. В Институте земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН) разработан и функционирует измерительно-вычислительный комплекс для измерения и оценки текущих энергетических параметров инсоляции на основе использования серийных коммерче-

ских фотоэлектрических модулей, эксплуатирующихся в натурных наземных условиях.

2. ОПИСАНИЕ РАБОТЫ И ПОСТРОЕНИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА

В основу создания и работы комплекса положено то обстоятельство, что электрические характеристики модулей солнечных батарей описываются их вольт-амперными характеристиками (ВАХ), которые деформируются при эксплуатации в зависимости от уровней освещенности модулей, изменения их температуры и значений напряжений и токов в рабочих точках. Адекватной и наиболее удобной и простой для практического

применения является представленная ниже аналитическая модель фотоэлектрических модулей — солнечных батарей (СБ), позволяющая всего по трем измерениям основных электрических переменных (напряжения и тока) в различных режимах, используя стандартные измерительные приборы — вольтметр и амперметр, — полностью воспроизвести ВАХ СБ во всем диапазоне изменения внешних условий эксплуатации [1]:

$$I = I_k [1 - (1 - I_o / I_k)^{(U - U_{xx}) / (U_o - U_{xx})}], \quad (1)$$

где U_{xx} — измеренное значение (первое измерение) напряжения холостого хода модуля СБ (напряжение разомкнутой цепи модуля СБ при токе нагрузки, равном нулю, $I = 0, R_n = \infty$); I_k — измеренное значение (второе измерение) тока короткого замыкания модуля СБ (ток замыкания модуля СБ на нулевое сопротивление нагрузки $R_n = 0$); I_o — измеренное значение (третье измерение) тока нагрузки при напряжении на нагрузке U_o при значении нагрузочного сопротивления $R_n = R_{ном} = \text{const}$, соответствующем рабочей точке ВАХ в окрестности точки максимальной мощности $P_{\text{опт}} = I_{\text{опт}} U_{\text{опт}}$; I, U — текущие значения соответственно тока и напряжения на ВАХ СБ.

Произведение текущих значений токов и напряжений на ВАХ СБ позволяет построить соответствующую кривую зависимости мощности от напряжения в этих же координатах. При этом каждой паре ток—напряжение на кривой ВАХ соответствует определенное значение генерируемой мощности.

Упрощенная функциональная схема измерений электрических параметров модулей СБ, необходимых для воспроизведения полной ВАХ модуля СБ по трем характерным точкам — напряжению холостого хода, току короткого замыкания и току нагрузки в рабочей точке, соответствующей рабочему напряжению, а также таблица состояний (замкнут/разомкнут) и последовательности коммутации силовых ключей K_1 и K_2 при измерениях текущих электрических параметров модулей СБ представлены на рис. 1 и в табл. 1. Использование всего двух измерительных приборов (датчиков) — амперметра и вольтметра — при соответствующей последовательности их коммутации позволяет всего при трех независимых последовательных измерениях получить необходимые и достаточные для построения ВАХ модуля СБ электрические величины.

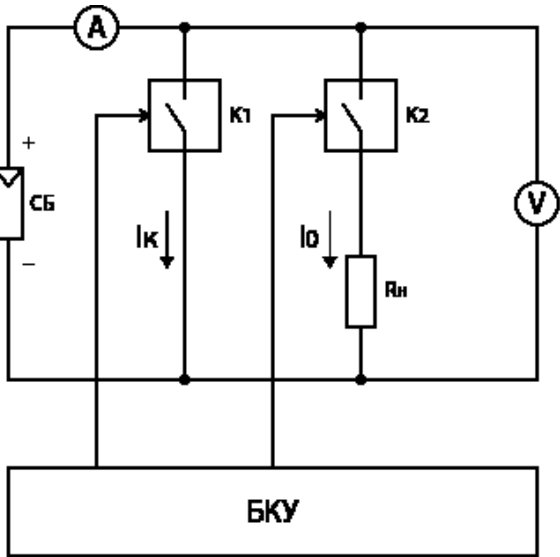


Рис. 1. Функциональная схема измерения электрических параметров фотоэлектрических модулей СБ.

Таблица 1. Состояние силовых ключей при измерениях

Измеряемый параметр	Состояние ключей	
	K_1	K_2
U_{xx}	Разомкнут	Разомкнут
I_k	Замкнут	Разомкнут
I_o / U_o	Разомкнут	Замкнут

Практическая реализация данной функциональной схемы измерений представлена для варианта с двумя фотоэлектрическими модулями СБ (монокристаллическим СБ1 и поликристаллическим СБ2) в соответствии с общей схемой соединений и подключений, показанной на рис. 2.

Измерительный комплекс содержит два фотоэлектрических модуля солнечных батарей двух типов (модуль СБ1 типа TPS-105S36-150W состоит из последовательно соединенных монокристаллических (моно) фотоэлектрических преобразователей, модуль СБ2 типа TPS-107S36-150W — из последовательно соединенных поликристаллических (поли) фотоэлектрических преобразователей), модулей резистивной нагрузки R_{N1}, R_{N2} , комплекта измерительных датчиков и преобразователей напряжений токов RS_1, RS_2 и температур DT_1, DT_2, DT_3 , модуля АЦП типа E14-440D, блока контроля и управления БКУ с соответствующими электрическими соедине-

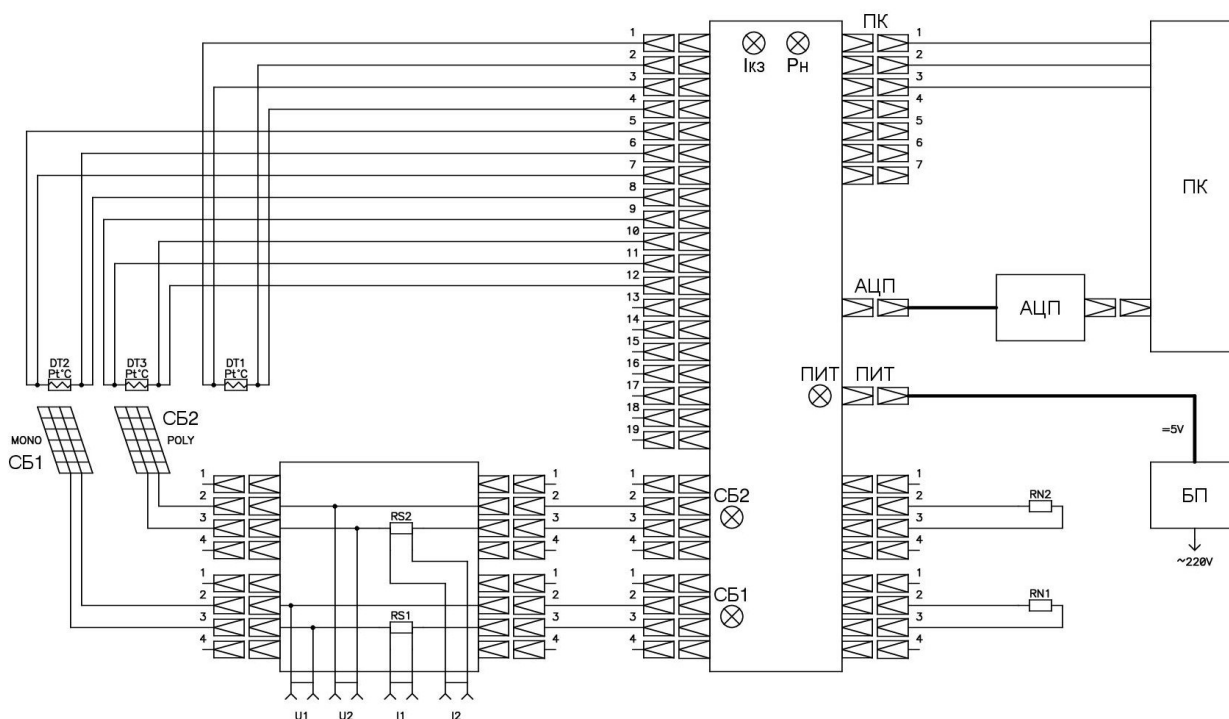


Рис. 2. Общая схема соединений и подключений при измерении электрических параметров фотоэлектрических модулей СБ двух типов.

телями и индикаторами режимов работы, персонального компьютера ПК, комплекта силовых и измерительных кабелей, блока питания БП.

Данные с модулей СБ измеряются периодически с частотой 0.1 Гц. Частота дискретизации АЦП выбирается достаточной для хорошей фильтрации помех. Всего снимается 11 параметров. Тип параметра для тока и напряжения зависит от уровней сигналов управления DO_1 и DO_2 . При $DO_1 = 0$ и $DO_2 = 0$ считываются значения напряжения холостого хода U_{xx} для модулей СБ1 и СБ2. При $DO_1 = 1$ и $DO_2 = 0$ считываются значения тока короткого замыкания I_k для модулей СБ1 и СБ2. При $DO_1 = 0$ и $DO_2 = 1$ считываются значения напряжения U_o , тока I_o под нагрузкой для модулей СБ1 и СБ2. Напряжения с датчиков температур можно получать при любом значении DO_1 и DO_2 .

В табл. 2 приведены перечень измеряемых переменных с двух модулей СБ, их обозначения и размерности, значения соответствующих сигналов управления силовыми ключами, а также регистрируемые и визуально отображаемые на экране ПК величины в реальном времени (8 каналов), включая канал сигналов управления. На основе полученных в реальном времени дан-

ных по модулям СБ проводятся необходимые вычисления и расчеты энергетических параметров инсоляции.

Каждое измерение длится 1 с, повторение циклов измерения каждые 10 с. Частота дискретизации 100 Гц. На ПК полученные данные обрабатываются, выводятся на экран и заносятся в локальную базу данных.

По результатам измерений на основе использования математической модели солнечных батарей [1] и разработанного автоматического калькулятора расчета ВАХ модуля СБ [2] воспроизводятся реальный вид и параметры вольт-амперных характеристик фотоэлектрических модулей СБ во всех условиях изменения внешней среды (освещенностей и температур), рабочих напряжений и токов модулей СБ, а также соответствующие графики мощности, включая точки максимальной мощности и соответствующие им значения токов и напряжений (рис. 3).

Кроме перечисленных выше измеренных в реальном времени электрических переменных, в графическом и табличном видах отображаются такие полученные и рассчитанные энергетические параметры инсоляции (перечисленные

Таблица 2. Энергетические переменные и параметры инсоляции

Измеряемые переменные модулей СБ	Обозначение, размерность	Сигналы управления		Регистрация	Вычисление, расчеты
		DO_1	DO_2		
Напряжение холостого хода СБ1	$U_{xx1}, В$	0	0	U_{xx1}/U_{o1}	ВАХ СБ1, P_{o1} , $P_{опт1}$, $P_{ср.сут1}$, $P_{ср.мес1}$, $W_{год1}$
Напряжение под нагрузкой СБ1	$U_{o1}, В$	—	1		
Ток короткого замыкания СБ1	$I_{к1}, А$	1	—	$I_{к1}/I_{o1}$	
Ток под нагрузкой СБ1	$I_{o1}, А$	—	1		
Напряжение холостого хода СБ2	$U_{xx2}, В$	0	0	U_{xx2}/U_{o2}	ВАХ СБ2, P_{o2} , $P_{опт2}$, $P_{ср.сут2}$, $P_{ср.мес2}$, $W_{год2}$
Напряжение под нагрузкой СБ2	$U_{o2}, В$	—	1		
Ток короткого замыкания СБ2	$I_{к2}, А$	1	—	$I_{к2}/I_{o2}$	
Ток под нагрузкой СБ2	$I_{o2}, А$	—	1		
Температура модуля СБ1	$T_1, ^\circ C$			T_1	
Температура модуля СБ2	$T_2, ^\circ C$			T_2	
Температура окружающей среды	$T_3, ^\circ C$			T_3	

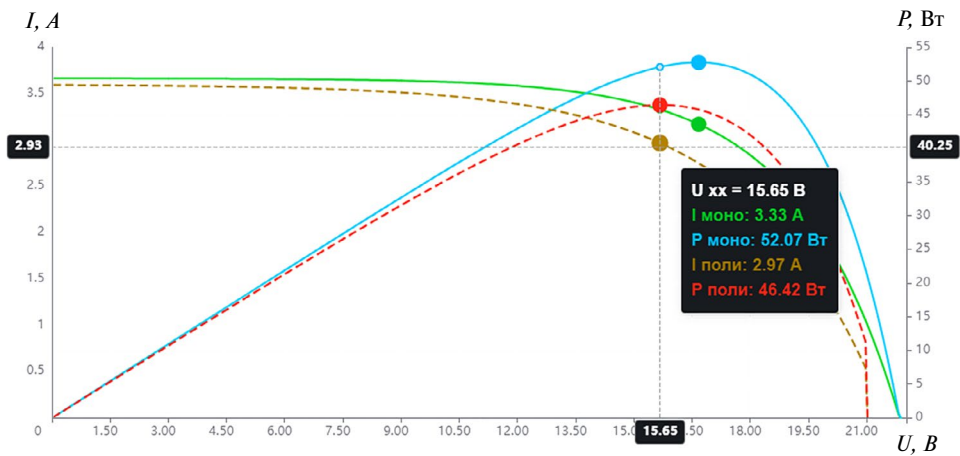


Рис. 3. Расчетные вольт-амперные и мощностные характеристики монокристаллического и поликристаллического фотоэлектрических модулей СБ, полученные по результатам измерений их параметров в заданные дату и момент времени.

в табл. 2) как суточные изменения генерируемой мощности фотоэлектрических модулей на нагрузке, суточные изменения максимальной генерируемой мощности фотоэлектрических модулей в оптимальных точках, например в случае использования экстремального регулирования мощности в системе. Также приведены рассчитанные с использованием полученных данных такие интегральные параметры, как среднесуточные значения генерируемых мощностей,

среднемесячные значения генерируемых мощностей, значения генерируемой модулями СБ энергии W за текущие сутки, заданный месяц, год.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных данных возможно вычисление других энергетических параметров систем, в которых применяются солнечные батареи, актуальных для разработчиков то-

пологии систем, аппаратуры регулирования и контроля автономных и резервных систем электроснабжения, а также для специалистов по изучению гелиофизических процессов и т.д. В частности, данные параметры необходимы для моделирования и оценки эффективности применения экстремального регулятора мощности в автономных системах электроснабжения [1] с использованием в качестве генератора электроэнергии фотоэлектрических модулей, сравнительной оценки вариантов построения и выбора структуры систем.

Представленные в статье материалы, в том числе методика построения ВАХ модуля СБ при минимальном количестве измеряемых параметров, могут быть использованы также при создании имитаторов солнечных батарей [3], используемых для моделирования систем

электроснабжения наземного и космического назначения, например, в качестве внутреннего аналитического задатчика вольт-амперных характеристик солнечных батарей при имитации их работы в различных условиях внешней среды и обеспечении необходимого масштабирования энергетических параметров систем посредством соответствующих силовых преобразователей практически на любом энергетическом уровне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Привалов В.Д., Никифоров В.Е. Оценка эффективности применения экстремального регулятора в автономных СЭП. Куйбышев: КПТИ, 1983.
2. <https://solaropt.web.app/>
3. <http://www.rUbIcon-I.rU/Index.php?name=content&op=vIew&Id=54>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 535.375.56

ГАЗОАНАЛИЗАТОР, ОСНОВАННЫЙ НА СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ, С МНОГОМОДОВЫМ ДИОДНЫМ ЛАЗЕРОМ В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ

©2024 г. М. А. Костенко^{а,*}, И. И. Матросов^а, А. Р. Зарипов^а, А. С. Таничев^а, В. К. Волков^а,
С. Д. Коркишко^а, Д. В. Петров^{а,б}

^а *Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения
Российской академии наук*

Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 10/3

^б *Томский государственный университет*

Россия, 634050, Томск, просп. Ленина 36

**e-mail: matvey_mtv97@mail.ru*

Поступила в редакцию 29.03.2024 г.

После доработки 31.05.2024 г.

Принята к публикации 16.08.2024 г.

Представлена концепция газоанализатора, основанного на спектроскопии комбинационного рассеяния, в котором в качестве источника возбуждения используется многомодовый диодный лазер синего диапазона. Исследованы методы уменьшения спектральной ширины излучения такого лазера за счет обеспечения внешней обратной связи. Показано, что при использовании для этой цели схемы с интерферометром Фабри–Перо разрешение регистрируемых спектров комбинационного рассеяния может достигать 8 см^{-1} . В результате апробации разработанного газоанализатора было установлено, что при времени анализа 2 с достигнутое отношение сигнал/шум позволяет детектировать любой тип молекул, концентрация которых превышает 1%.

DOI: 10.31857/S0032816224060145 EDN: EKKXWI

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) является перспективным методом для определения состава газовых смесей. Это обусловлено тем, что КР-газоанализаторы позволяют в режиме реального времени бесконтактно детектировать все виды молекул с помощью одного лазера, работающего в видимом диапазоне длин волн [1]. Помимо этого, они не требуют расходных материалов и сложной пробоподготовки, а время анализа может быть менее 1 с [2]. К настоящему моменту возможности данных устройств были продемонстрированы в области анализа состава топливных газов [3–7], продуктов горения [8], выдыхаемого [9–11] и атмосферного воздуха [11, 12].

Основным недостатком данного метода является низкая интенсивность полезных рассеянных сигналов [13]. Одним из решений является использование возбуждающего источника монохроматического излучения с высокой выходной мощностью. Как правило, для КР-газоанализа применяются твердотельные лазеры с диодной накачкой, в частности, основанные на удвоении частоты кристаллов Nd:YAG или Nd:YVO₄ ($\lambda = 532\text{ нм}$). Это обусловлено тем, что данные источники излучения характеризуются надежностью и стабильностью длины волны генерации при сравнительно малой спектральной полуширине (менее 0.2 нм). Однако для создания компактных и недорогих КР-газоанализаторов такие лазеры не подходят из-за стоимости

и габаритов при выходной мощности более нескольких ватт. Альтернативой на сегодняшний день являются диодные лазеры, которые характеризуются малыми размерами и низкой стоимостью за 1 Вт выходной мощности. Помимо этого, возможность использования излучения синего диапазона длин волн позволяет увеличить интенсивность сигналов КР, поскольку сечения рассеяния молекул пропорциональны четвертой степени частоты возбуждающего света. Однако многомодовые диодные лазеры обладают большей, чем газовые или твердотельные лазеры, полушириной линии генерации, а также нестабильностью спектральных параметров излучения со временем. В этой связи источники такого типа могут быть использованы в составе КР-газоанализаторов только при устранении данных недостатков. Возможности применения многомодовых диодных лазеров в данной области продемонстрированы в работах [7, 14–16], однако в большинстве случаев разработанные КР-спектрометры представляли собой достаточно сложные экспериментальные установки с большим количеством оптических элементов и высокими требованиями к стабильности юстировки. Более простая схема, с помощью которой были получены впечатляющие результаты как по спектральному разрешению, так и по чувствительности, представлена в работах [11, 17, 18], однако для уменьшения полуширины линии излучения в этих работах применялся узкополосный брэгговский фильтр, который является достаточно дорогостоящим. За счет этого стоимость такой системы возбуждения может превысить стоимость твердотельного лазера эквивалентной мощности. В этой связи такая система может быть признана плохим вариантом при разработке коммерческих газоанализаторов.

В данной работе мы исследовали методы уменьшения полуширины линии излучения многомодового диодного лазера без использования дорогих оптических элементов. Помимо этого, был разработан и апробирован компактный КР-газоанализатор, основанный на таком источнике излучения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве источника излучения для возбуждения спектров КР был использован многомодовый диодный лазер Nichia NDB7Y75 с максимальной выходной мощностью 5 Вт на длине

волны 450 нм. Теплоотвод осуществлялся с помощью радиатора размером $60 \times 30 \times 30$ мм³ и воздушного охлаждения, термостабилизация отсутствовала. В ходе исследования контроль спектров излучения осуществлялся с помощью спектрографа МДР-12 (входное относительное отверстие 1:3, $f = 300$ мм), оснащенного многоканальным фотодетектором Hamamatsu S11639 (2048 пикселей размером 14×200 мкм²). При ширине щели 50 мкм и дифракционной решетке 1200 штр./мм ширина аппаратной функции составляла 0.2 нм.

Регистрация спектра излучения используемого диодного лазера показала, что его контур является неоднородным с полушириной около 1.6 нм (рис. 1). Для сужения спектральной ширины линии излучения было апробировано два подхода, в которых были реализованы спектральная селекция излучения и внешняя обратная связь. Первый метод был основан на использовании отражательной дифракционной решетки, второй — на использовании интерферометра Фабри—Перо (рис. 2).

Для реализации первого подхода была использована плоская отражательная дифракционная решетка (1200 штр./мм) с алюминиевым покрытием. Она была установлена таким образом, чтобы излучение первого дифракционного порядка направлялось назад в лазер и чтобы обеспечивалась внешняя обратная связь. Отраженный от решетки нулевой порядок являлся выходным излучением из данной системы. Необходимо отметить, что торец полупроводникового кристалла, через который выходило излучение, имел прямоугольную форму размером 0.8×0.2 мм². В этой связи для минимизации спектрального диапазона излучения, направляемого назад в кристалл, он был установлен таким образом, чтобы большие ребра этого торца были параллельны штрихам решетки. Регистрация контура излучения с настроенной внешней обратной связью показала, что это приводит к его сужению, при этом полуширина зависит от расстояния между решеткой и кристаллом (рис. 3). За счет расходимости излучения, идущего от решетки, по мере увеличения данного расстояния внутрь кристалла попадал более узкий спектральный интервал. До удаления решетки от лазера на 550 мм это приводило к сужению контура излучения лазера. При большем расстоянии ширина начинала возрастать, поскольку уменьшалась

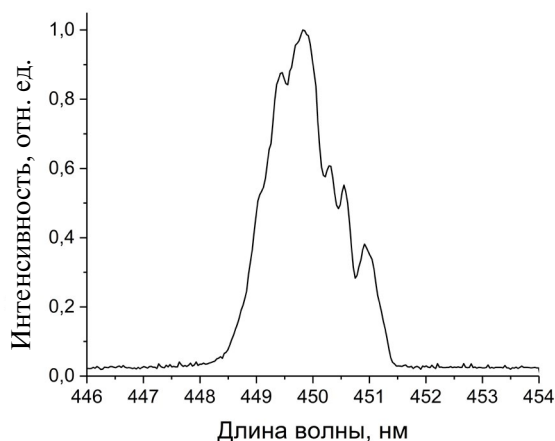


Рис. 1. Спектр излучения лазерного диода.

интенсивность обратной связи, и ее было уже недостаточно, чтобы обеспечить оптимальную конкуренцию мод. Минимальная полуширина контура излучения, полученная в данной схеме, составила 0.29 нм. При этом длина волны ($\lambda = 449.7$ нм) была близка к максимуму пер-

воначального контура излучения. Мощность данного излучения составила примерно 41% от первоначальной выходной мощности лазера. В первую очередь, потери обусловлены малой долей отраженного решеткой света в нулевом порядке дифракции. Основным недостатком данной схемы, на наш взгляд, является сравнительно большая длина, при которой достигается минимальная спектральная ширина линии излучения. Тем не менее мы полагаем, что при использовании решетки с большей плотностью штрихов (например 3600 штр./мм) оптимальная длина может быть меньше 200 мм.

Для реализации второго подхода был использован интерферометр Фабри—Перо, основанный на зеркалах с коэффициентом отражения 90%. Учитывая полуширину контура излучения лазерного диода, мы выбрали базу, равную 25 мм, чтобы после прохождения сквозь интерферометр в спектре была только одна линия шириной 0.15 нм. Интерферометр был установлен под небольшим углом относительно опти-

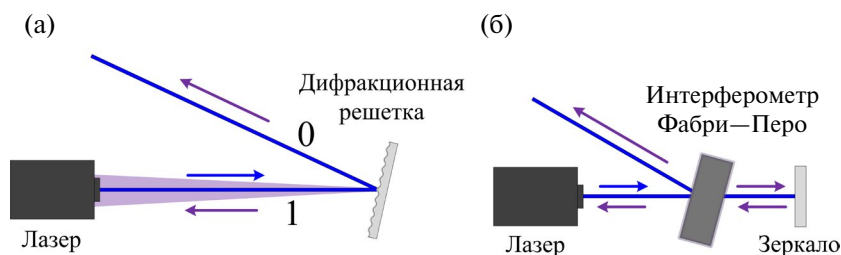


Рис. 2. Оптические схемы для уменьшения спектральной ширины линии генерации диодного лазера: с использованием дифракционной решетки (а) и интерферометра Фабри—Перо (б).

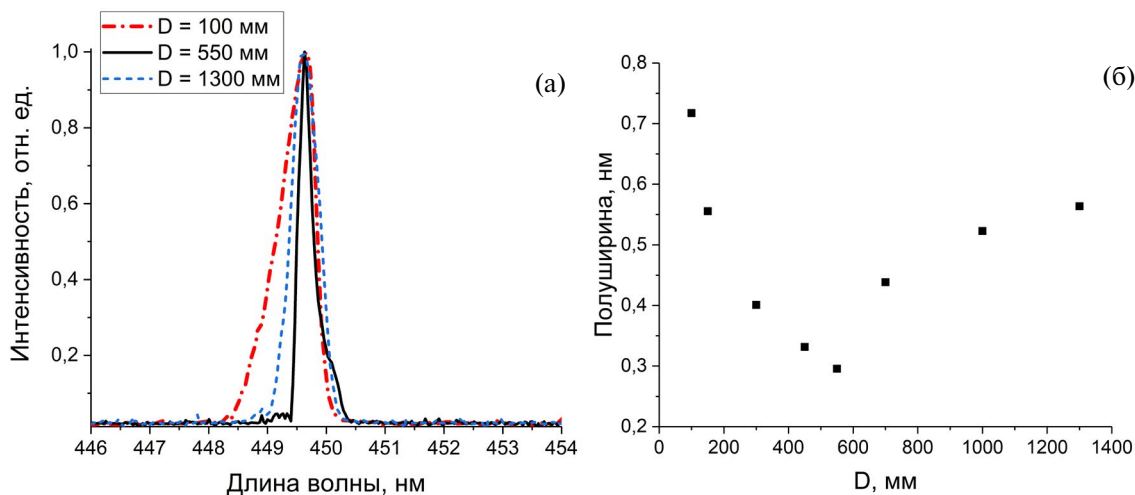


Рис. 3. Спектры (а) и полуширины (б) линии генерации при различном расстоянии (D) между лазером и дифракционной решеткой.

ческой оси лазера для того, чтобы использовать отраженный луч в качестве выходного излучения из данной схемы. Изменение диапазона пропускания интерферометра осуществлялось за счет вариации данного угла. Для обеспечения обратной связи было использовано плоское алюминиевое зеркало. Измерение параметров выходящего из системы луча показало, что его спектральная полуширина составляет 0.26 нм, а мощность достигает 60% от первоначальной (рис. 4).

Важно отметить, что полученные полуширины линий (S_{obs}) не являются истинными полуширинами линий лазера (S_{las}), поскольку они уширены аппаратной функцией спектрометра (S_{sp}) в соответствии с соотношением

$$S_{obs} = S_{las} \otimes S_{sp}. \quad (1)$$

В рамках приближения, в котором формы всех данных контуров близки к функциям Гаусса, свертка (1) может быть представлена в виде

$$S_{obs} = \sqrt{(S_{las})^2 + (S_{sp})^2}. \quad (2)$$

Принимая во внимание, что $S_{sp} = 0.2$ нм, получим, что истинные полуширины лазерных линий равны 0.21 нм и 0.17 нм на схемах рис. 2а и 2б соответственно. Таким образом, нам удалось уменьшить полуширину линии генерации лазера почти на порядок. Несмотря на то, что обе исследуемые схемы позволили получить излучение с достаточно близкими спектрально-энергетическими характеристиками, схема с интерферометром продемонстрировала чуть большую эффективность как по выходной мощности, так и по сужению линии. Помимо этого, она является более компактной, чем схема с используемой нами дифракционной решеткой.

На основе разработанной схемы с интерферометром был создан макет КР-газоанализатора (рис. 5). Отметим, что при его проектировании основное внимание уделялось габаритам и стоимости комплектующих. Отраженное от интерферометра излучение фокусировалось линзой ($f = 75$ мм) в центр кюветы объемом 20 см³. Рассеянное излучение собиралось в направлении, перпендикулярном направлению распространения лазерного излучения, с помощью пары идентичных линзовых объективов с относительным отверстием 1:1.4 и фокусным расстоянием

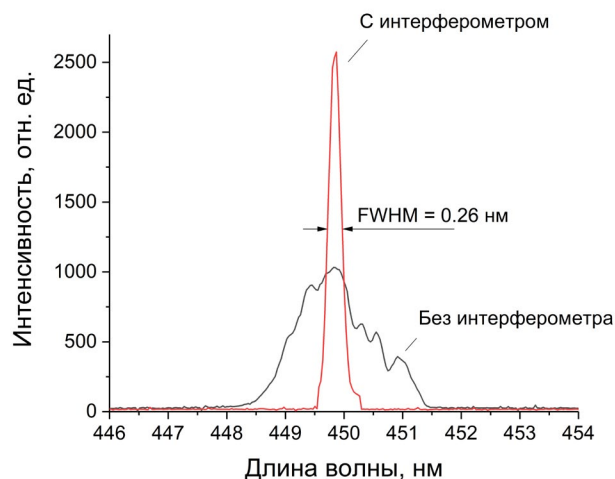


Рис. 4. Спектры излучения лазера в схеме, представленной на рис. 2б, с интерферометром и без него.

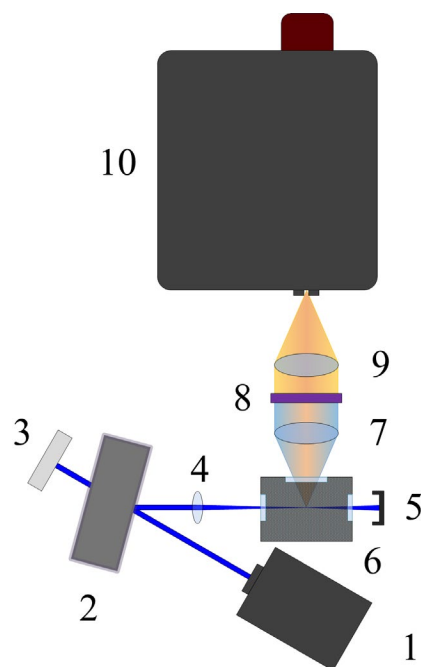


Рис. 5. Блок-схема макета КР-газоанализатора: 1 — лазер, 2 — интерферометр Фабри–Перо, 3 — зеркало, 4 — линза ($f = 75$ мм), 5 — ловушка излучения, 6 — газовая кювета, 7 и 9 — линзовые объективы ($f/1.4, f = 25$ мм), 8 — абсорбционный светофильтр ЖС-16, 10 — $f/1.4$ -спектрометр.

25 мм. Для ослабления рэлеевского рассеяния между данными объективами был установлен абсорбционный светофильтр ЖС-16. Для регистрации спектров был использован компактный спектрометр ($15 \times 15 \times 10$ см³) с входным относительным отверстием 1:1.4, оснащенный неохлаждаемой CMOS-матрицей Sony IMX 290 (1096×1936 пикселей размером 2.9 мкм). Дан-

ный спектрометр был оснащен дифракционной решеткой 600 штр./мм, что позволило одновременно регистрировать диапазон длин волн шириной 120 нм. Это соответствует интервалу частотных сдвигов от 0 до 4500 см^{-1} , куда попадают фундаментальные колебательные полосы всех известных молекул. Ширина аппаратной функции при щели 50 мкм составляла примерно 90 см^{-1} на длине волны 500 нм.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Тестирование разработанного устройства было проведено на двух образцах атмосферного воздуха. Время регистрации спектров составляло 2 с. Несмотря на сравнительно низкое разрешение используемого спектрометра, колебательные полосы его основных компонент — O_2 (1555 см^{-1}), N_2 (2330 см^{-1}) и H_2O (3652 см^{-1}) — хорошо различимы (см. рис. 6). Отношение сигнал/шум, вычисленное по пиковой интенсивности N_2 , составило более 500. Концентрации водяного пара в анализируемых образцах воздуха были оценены из измерений температуры и относительной влажности, они составили 1.1% и 0.3%. Согласно рис. 6, интенсивность полосы H_2O даже при содержании 0.3% значительно выше уровня шума.

Оценим минимальные детектируемые концентрации (LOD_i) с помощью отношения

$$\text{LOD}_i = \frac{3\sigma C_i}{I_i}, \quad (3)$$

где I_i — пиковая интенсивность полосы компоненты i , C_i — ее концентрация в анализируемом спектре, σ — величина шума, определенная как стандартное отклонение значений интенсивности в области, где нет спектральных линий. Для оценки σ в данной работе был использован диапазон 500–1000 см^{-1} . Хорошо известно, что осушенный атмосферный воздух состоит из 78% N_2 , 21% O_2 и 0.9 % Ar. В случае содержания в воздухе водяного пара указанные относительные концентрации пропорционально уменьшаются. Принимая во внимание линейность сигналов КР в зависимости от концентраций [4, 6, 19], используя измеренные спектральные параметры (I_i и σ) из спектра образца 1, мы получили значения LOD (см. табл. 1). Отметим, что меньшее значение $\text{LOD}_{\text{H}_2\text{O}}$ относительно LOD_{N_2} или LOD_{O_2} обусловлено различными сечениями рассеяния

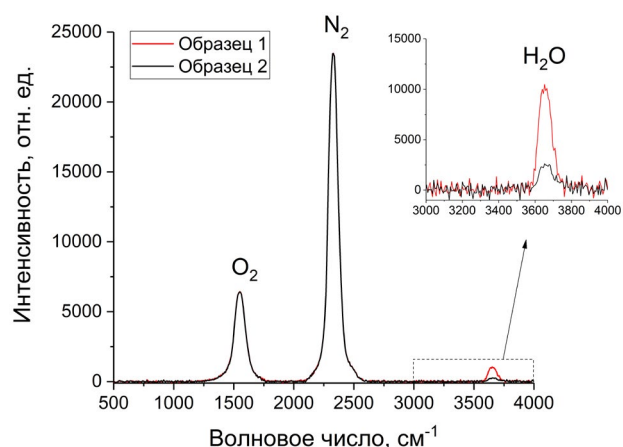


Рис. 6. Спектры КР атмосферного воздуха в диапазоне волновых чисел 500–4000 см^{-1} .

данных молекул. В свою очередь, используя LOD_{N_2} и относительные дифференциальные сечения рассеяния Σ , которые могут быть найдены в работе [20], можно оценить предел детектирования для любых молекул с помощью соотношения

$$\text{LOD}_i = \frac{\text{LOD}_{\text{N}_2}}{\Sigma_i}. \quad (4)$$

Принимая во внимание, что сечения рассеяния полос, соответствующих симметричным валентным колебаниям, для подавляющего большинства молекул больше, чем для N_2 , получаем, что минимальные детектируемые концентрации для них ниже 0.4%. В частности, LOD для таких молекул, как CH_4 , H_2 , H_2S и NH_3 , находится в диапазоне 0.05–0.12%. В свою очередь, согласно работе [20], наименьшее относительное сечение рассеяния имеет соединение NO ($\Sigma = 0.4$), что дает $\text{LOD}_{\text{NO}} = 1\%$. Таким образом, можно заключить, что минимальные детектируемые концентрации в разработанной газоаналитической системе не превышают 1%.

Необходимо отметить, что разработанная система обладает потенциалом улучшения чувствительности. Во-первых, для этой цели может быть дополнительно установлена многопроходная оптическая система, представленная в работе [21]. Опыт ее применения [12] показал, что интенсивность регистрируемых сигналов увеличивается более, чем на порядок. Во-вторых, увеличение времени накопления спектра с 2 до 300 с может обеспечить увеличение отношения сигнал/шум также более, чем на порядок. Таким образом, одновременное применение данных

Таблица 1. Минимальные детектируемые концентрации и параметры, использованные для их вычисления

Компоненты	C, %	I, отн.ед.	σ , отн.ед.	LOD, %
N ₂	77.1	23476	41	0.40
O ₂	20.8	6437	41	0.39
H ₂ O	1.1	1047	41	0.13

подходов приведет к улучшению отношения сигнал/шум более, чем в 100 раз. Другими словами, минимальная детектируемая концентрация CO₂ составит менее 0.004%. Однако в случае определения содержания компоненты с малой концентрацией и, следовательно, с малой интенсивностью спектра необходимо учитывать возможное перекрытие ее характеристического пика полосами других компонент. В случае с CO₂ важным является перекрытие со спектром O₂, концентрация которого в атмосферном воздухе примерно в 500 раз больше. Чтобы исследовать влияние перекрытия более детально, мы смоделировали спектры данных компонент и их сумму с отношением концентраций O₂/CO₂, равным 21/0.04, при аппаратных функциях, равных 10 см⁻¹, 50 см⁻¹ и 100 см⁻¹ (см. рис. 7). Модельный спектр был вычислен в виде суммы контуров Фойгта для каждой колебательно-вращательной линии [22, 23]. Частоты линий были взяты из работы [24] для CO₂ и из базы данных HITRAN2016 [25] для O₂. Интенсивности были посчитаны с помощью выражения, представленного в работе [26], с использованием параметров из работ [25, 27]. Коэффициенты уширения ли-

ний были взяты из работы [25]. Относительные интенсивности были скорректированы с использованием сечений рассеяния, приведенных в работе [20].

Анализ расчетных спектров показал, что при ширине аппаратной функции более 100 см⁻¹ крыло от полосы O₂ перекрывает обе полосы ферми-дублета CO₂. В этом случае для определения концентраций необходимо использовать метод разложения спектра смеси по спектрам отдельных компонент [28]. В свою очередь, при аппаратной функции 50 см⁻¹ полоса, соответствующая низкочастотной компоненте ферми-дублета CO₂ (1285 см⁻¹), становится хорошо разрешимой. Это позволяет использовать более простые методы для оценки концентраций (например, основанные на отношении пиковых или интегральных интенсивностей). Отметим, что полученная полуширина контура излучения лазера (0.17 нм) позволяет регистрировать спектры КР при аппаратной функции 8 см⁻¹. В данном случае частично разрешаются отдельные колебательно-вращательные линии O- и S-ветвей O₂ и перекрытие полосы CO₂ (1285 см⁻¹) крылом O₂ становится пренебрежимо малым (см. рис. 7). Измерения состава атмосферного воздуха с таким разрешением были проведены в работе [12], где точность измерения CO₂ составила менее 1 ppm.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в работе результаты показали, что КР-газоанализаторы могут быть построены на основе недорогих многомодовых диодных лазеров синего диапазона длин волн. Сравнительно простые оптические схемы с обеспечением внешней обратной связи, основанные на использовании интерферометра Фабри–Перо или отражательной дифракционной решетки, позволили нам уменьшить полуширину линии генерации до 0.17 нм при сохранении 60% выходной мощности. Проведенная экспериментальная апробация показала, что за счет высокой выход-

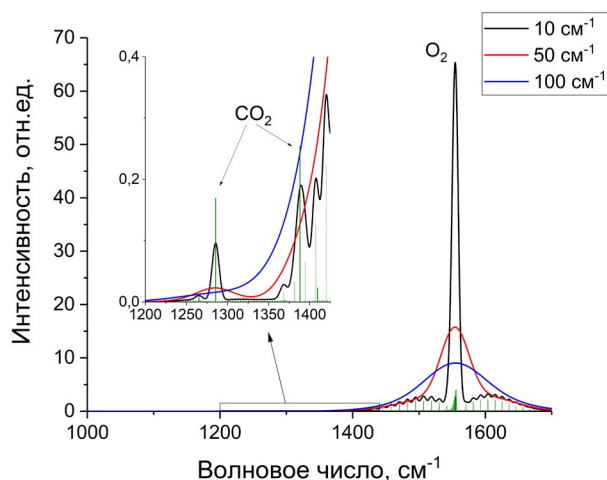


Рис. 7. Расчетные спектры смеси кислорода и диоксида углерода в соотношении, близком к соотношению в атмосферном воздухе, при различных ширинах аппаратной функции.

ной мощности таких лазеров для регистрации спектров КР газовых сред с отношением сигнал/шум более 100 могут применяться неохлаждаемые матричные фотодетекторы. Это открывает широкие возможности как по существенному снижению стоимости КР-газоанализаторов, так и по их миниатюризации. Представленный в работе макет КР-газоанализатора позволяет детектировать за 2 с любой тип молекул, концентрация которых в измеряемой пробе превышает 1%. При этом он обладает потенциалом улучшения чувствительности более, чем на 2 порядка. Мы полагаем, что такие устройства могут найти свое применение в области оптимизации технологических процессов на химических производствах, объектах электроэнергетики, нефтегазодобычи и во многих других сферах, где требуется непрерывный мониторинг состава многокомпонентных газовых сред.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Petrov D.V., Matrosov I.I., Tanichev A.S., Kostenko M.A., Zaripov A.R. // *Atmos. Ocean. Opt.* 2022. V. 35. P. 450.
<https://doi.org/10.1134/S1024856022040157>
2. Schluter S., Krischke F., Popovska-Leipertz N., Seeger T., Breuer G., Jeleazcov C., Schuttler J., Leipertz A. // *J Raman Spectrosc.* 2015. V. 46. P. 708.
<https://doi.org/10.1002/jrs.4711>
3. Petrov D.V., Matrosov I.I., Zaripov A.R., Tanichev A.S. // *Sensors.* 2022. V. 22. P. 3492.
<https://doi.org/10.3390/S22093492>
4. Gao Y., Dai L.-K., Zhu H.-D., Chen Y.-L., Zhou L. // *Chinese J. Anal. Chem.* 2019. V. 47. P. 67.
[https://doi.org/10.1016/S1872-2040\(18\)61135-1](https://doi.org/10.1016/S1872-2040(18)61135-1)
5. Khannanov M.N., Kirpichev V.E. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* 2021. V. 85. P. 169
<https://doi.org/10.3103/S1062873821020131>
6. Sieburg A., Knebl A., Jacob J. M., Frosch T. // *Anal. Bioanal. Chem.* 2019. V. 411. P. 7399.
<https://doi.org/10.1007/s00216-019-02145-x>
7. Hippler M. // *Anal. Chem.* 2015. V. 87. P. 7803.
<https://doi.org/10.1021/acs.analchem.5b01462>
8. Magnotti G., KC U., Varghese P.L., Barlow R. S. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2015. V. 163. P. 80.
<https://doi.org/10.1016/J.JQSRT.2015.04.018>
9. Petrov D.V., Matrosov I.I., Kostenko M.A. // *Quantum. Elec.* 2021. V. 51. P. 389.
<https://doi.org/10.1070/qel17543>
10. Hanf S., Keiner R., Yan D., Popp J., Frosch T. // *Anal. Chem.* 2014. V. 86. P. 5278.
<https://doi.org/10.1021/ac404162w>
11. Velez J. S.G., Muller A. // *Opt. Lett.* 2020. V. 45. P. 133.
<https://doi.org/10.1364/ol.45.000133>
12. Petrov D.V., Matrosov I.I., Kostenko M.A. // *Opt. Laser Technol.* 2022. V. 152. P. 108155.
<https://doi.org/10.1016/J.OPTLASTEC.2022.108155>
13. Wang P., Chen W., Wan F., Wang J., Hu J. // *Appl. Spectrosc. Rev.* 2019. V. 55. P. 393.
<https://doi.org/10.1080/05704928.2019.1661850>
14. Wang P., Chen W., Wan F., Wang J., Hu J. // *Opt. Express.* 2019. V. 27. P. 33312.
<https://doi.org/10.1364/OE.27.033312>
15. Wang P., Chen W., Wang J., Tang J., Shi Y., Wan F. // *Anal. Chem.* 2020. V. 92. P. 5969.
<https://doi.org/10.1021/ACS.ANALCHEM.0C00179>
16. Yang Q.Y., Tan Y., Qu Z.H., Sun Y., Liu A.W., Hu S.M. // *Anal. Chem.* 2023. V. 95. P. 5652.
<https://doi.org/10.1021/acs.analchem.2c05432>
17. Velez J.S.G., Muller A. // *Meas. Sci. Technol.* 2021. V. 32. P. 045501.
<https://doi.org/10.1088/1361-6501/abd11e>
18. Singh J., Muller A. // *Analyst.* 2021. V. 146. P. 6482.
<https://doi.org/10.1039/D1AN01254A>
19. Sharma R., Poonacha S., Bekal A., Vartak S., Weling A., Tilak V., Mitra C. // *Opt. Eng.* 2016. V. 55. P. 104103.
<https://doi.org/10.1117/1.oe.55.10.104103>
20. Schrotter H.W., Klockner H.W. *Raman Spectrosc. Gases Liq.* / Ed. by A. Weber, Berlin: Springer-Verlag, 1979. P. 123.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-81279-8_4
21. Petrov D.V. // *Appl. Opt.* 2016. V. 55. P. 9521.
<https://doi.org/10.1364/AO.55.009521>
22. Butterworth T.D., Amyay B., Bekerom D.v.d., Steeg A.v.d., Minea T., Gatti N., Ong Q., Richard C., van Kruijsdijk C., Smits J.T., van Bavel A.P., Boudon V., van Rooij G.J. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2019. V. 236. P. 106562.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2019.07.005>
23. Tanichev A.S., Petrov D.V. // *J. Raman Spectrosc.* 2022. V. 53. P. 654.
<https://doi.org/10.1002/jrs.6145>
24. Papineau N., Pealat M. // *J. Chem. Phys.* 1983. V. 79. P. 5758.
<https://doi.org/10.1063/1.445763>
25. Gordon I.E., Rothman L.S., Hill C. et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2017. V. 203. P. 3.
<https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.06.038>
26. Fletcher W.H., Rayside J.S. // *J. Raman Spectrosc.* 1974. V. 2. P. 3.
<https://doi.org/10.1002/jrs.1250020102>
27. Miller C.E., Brown L.R. // *J. Mol. Spectrosc.* 2004. V. 228. P. 329.
<https://doi.org/10.1016/j.jms.2003.11.001>
28. Petrov D.V., Matrosov I.I. // *Appl. Spectrosc.* 2016. V. 70. P. 1770.
<https://doi.org/10.1177/0003702816644611>

УДК 541.183.5

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДАВЛЕНИЯ

©2024 г. С. В. Головастов^{a,b,*}, В. В. Голуб^{a,**}, Ю. В. Жилин^a, А. Ю. Микушкин^{a,b},
А. А. Микушкина^a, О. А. Мирова^a

^aОбъединенный институт высоких температур Российской академии наук
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

^bМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1

*e-mail: golovastov@yandex.ru

**e-mail: victor.v.golub@gmail.com

Поступила в редакцию 07.03.2024 г.

После доработки 03.05.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Приведены результаты сравнительных исследований характеристик различных пьезоэлектрических датчиков для измерения импульсных давлений. Определены их чувствительности и инерционности, а также влияния стационарной температуры и импульсных тепловых потоков на результаты измерений. Определены условия линейности характеристик в условиях экспериментов. Определены условия возникновения наблюдения “теплового дрейфа нуля”, характеризующего влияние теплового нагрева на показания датчиков давления. Исследования проводились в ударной трубе, на специальном градуировочном стенде и на стенде, создающем ступенчатый импульс лучистого теплового потока.

DOI: 10.31857/S0032816224060157 EDN: EKJMSK

1. ВВЕДЕНИЕ

Для измерения импульсных давлений при проведении научных исследований в области ударных и взрывных волн, при детонации и в других кратковременных процессах, как правило, применяются пьезоэлектрические датчики давления. Они имеют весьма малую по сравнению с пьезорезистивными датчиками инерционность (до 2–3 мкс), широкий диапазон измерений давления (1 кПа – 200 МПа) и малые размеры. Это позволяет установить их на небольших экспериментальных моделях или в труднодоступных местах различных устройств. Диапазон рабочих температур пьезодатчиков обычно лежит в пределах от –50 до +200°C. Пьезоэлектрические датчики, в отличие от пьезорезистивных, имеют и один существенный

недостаток — ограниченное время измерений, определяемое в основном величиной входного сопротивления согласующего усилителя. Современные усилители для пьезоэлектрических датчиков, имеющие входное сопротивление 50–100 ГОм, позволяют проводить измерения динамического давления длительностью вплоть до 3–10 с.

Долгое время, начиная с 1960 г., практически монополистом в области измерения динамических давлений была фирма Kistler [1], выпускавшая широкий ряд пьезоэлектрических датчиков и периферийного оборудования к ним. Однако высокая цена этих датчиков, годами не менявшаяся номенклатура, а также ряд присущих им недостатков привели к некоторому снижению их популярности. До 2010 г. во всех пьезоэлектрических датчиках фирмы Kistler

в качестве чувствительного элемента применялись монокристаллы кварца. При очень высокой стабильности характеристик они имели низкие значения пьезомодуля — электрического ответа кристалла кварца на механическое напряжение. Это ограничивало чувствительность датчиков даже при высоких значениях коэффициента усиления согласующего устройства. Лучше всего соответствовал требованиям миниатюрности и малой инерционности пьезоэлектрический датчик типа 603В (см. табл. 1), однако при “жестком” креплении в стенке ударной трубы вибрации, возникающие в ней в момент пуска, недопустимо искажали сигнал датчика. Применение виброзащитного адаптера устраняло этот недостаток, но одновременно приводило к потере преимуществ миниатюрности.

В настоящее время при измерениях импульсных давлений широко используются также датчики фирмы РСВ Piezotronics [2]. Как и в большинстве датчиков Kistler, в датчиках РСВ чувствительный элемент также изготовлен из монокристалла кварца. В последнее время в некоторых датчиках используется и пьезокерамика.

В России пьезодатчики для измерения импульсных давлений до 2000 г. серийно не производились. В то же время в нашей стране давно освоено промышленное производство пьезокерамики [3, 4], которая в свое время послужила основой для создания опытных образцов [5] и небольших партий [6] пьезодатчиков давления. Пьезокерамика имеет значительно большие по сравнению с кварцем значения пьезомодуля и диэлектрической проницаемости, что делает датчики более чувствительными. Они имеют и большую электрическую емкость. Последнее важно для увеличения максимально возможного времени измерений меняющихся давлений. Однако пьезокерамика имеет и ряд недостатков. Ее характеристики существенно меняются от партии к партии, а также заметно изменяются со временем (так называемое старение), точка Кюри пьезокерамики — температура деполяризации — невелика по сравнению с таковой для кварца. Так, для керамики ЦТС-19 (цирконат титанат свинца) она составляет 290°C.

В настоящее время в России также ведутся разработки целого ряда новых пьезоэлектрических материалов, в том числе материалов с высокой термостойкостью [7–10] и новых дат-

чиков давления [11–15]. Способы уменьшения температурной зависимости представлены в работе [16]. Поэтому представляется интересным и полезным сравнить основные характеристики некоторых близких по параметрам пьезодатчиков с целью определить области их преимущественного использования.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И ПРИБОРЫ

Исследовались характеристики пяти датчиков давления: РСВ 113В28 (рис. 1а); ДС конструкции Сунцова [6] (рис. 1б) и датчиков собственной конструкции ПД1 (рис. 1в), ПД2 (рис. 1г) и ПДМ (рис. 1д).

Особенностью конструкции датчика РСВ является объединение в одном корпусе собственно датчика и согласующего высокоомного усилителя. Это увеличивает общий размер датчика, но дает то преимущество, что его чувствительность не зависит от длины кабеля, соединяющего датчик с регистрирующим устройством. Компания РСВ Piezotronics не раскрывает конструкцию датчика и схему усилителя. По косвенным данным можно предположить, что величина входного сопротивления усилителя R составляет не менее 50 ГОм.

Датчику Сунцова (ДС), выпускавшемуся небольшой серией, сам разработчик отводил всего лишь роль регистрирующего устройства прохождения фронта ударной волны. Этот датчик не предназначался для непосредственного измерения давления. Гораздо более сложный по конструкции датчик того же автора [17] разрабатывался именно для измерения импульсных давлений, однако из-за очень сложной конструкции в отличие от первого не был доведен до серийного производства. Исследованный нами датчик ДС имеет один существенный конструктивный недостаток: в нем отсутствует разъем для соединения с измерительным кабелем — кабель просто выходит из корпуса датчика. Это создает значительные неудобства при монтаже датчика на экспериментальных моделях, так как каждый раз требуется перепайка ответного разъема, служащего для подключения датчика к усилителю.

Датчики, разработанные в ОИВТ РАН, и их основные характеристики были подробно описаны в работе [11]. В качестве чувствительного элемента в них использовалась пьезокерамика

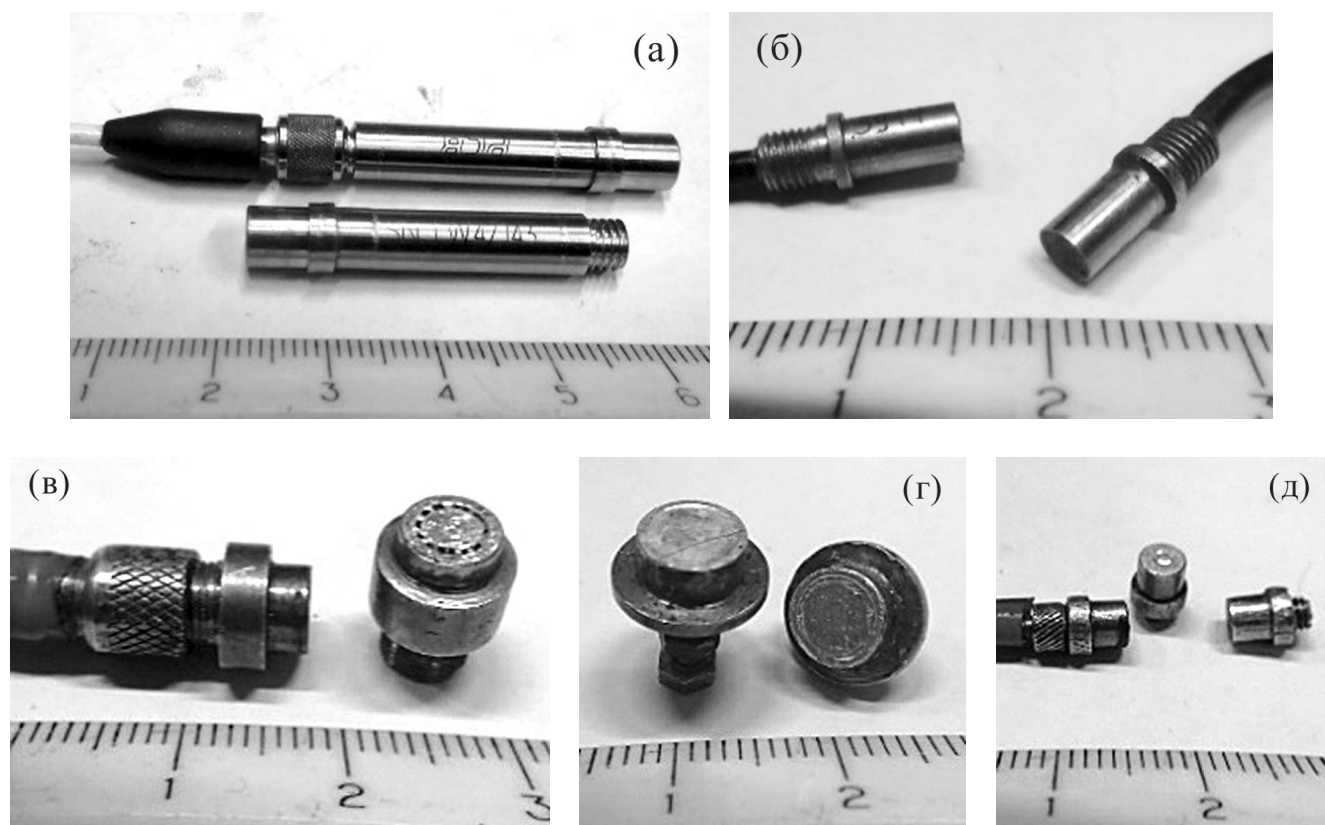


Рис. 1. Пьезоэлектрические датчики: а – РСВ 113В28, б – датчик конструкции Сунцова (ДС), в – ПД2 (ОИВТ РАН), г – ПД1 (ОИВТ РАН), д – ПДМ (ОИВТ РАН).

ЦТС-19. Сигналы датчиков серии ПД (пьезоэлектрический датчик) и датчика ДС через измерительный кабель фиксированной длины подавались на усилитель собственной конструкции со входным сопротивлением $R \approx 1$ ГОм и частотным диапазоном до 700 кГц.

В той же работе [11] приведено описание экспериментального оборудования и приборов для испытания пьезодатчиков давления. Стенд статических испытаний позволял подавать на пьезодатчик ступенчатый известный по величине импульс давления с фронтом нарастания около 3 мс, после чего давление оставалось постоянным сколь угодно долго. На этом стенде определялись чувствительность пьезодатчиков к давлению и скорость “стекания” электростатического заряда на входном сопротивлении усилителя. Таким образом оценивалась максимально возможная длительность проведения измерений давления пьезодатчиком вместе с данным усилителем, ограниченная только возможностью достоверной регистрации убывающего сигнала. Кроме того, данный стенд позволял предварительно нагревать пьезодатчик

до температур 50–60°C и оценивать зависимость его чувствительности от стационарной температуры.

Импульсу давления часто сопутствует и импульсное тепловое воздействие. Поэтому были проведены исследования влияния такого нагрева на показания пьезодатчиков (тепловой дрейф нуля). Для этого использовалось специальное устройство лучистого нагрева, состоящее из зеркала в форме половины эллипсоида вращения. В одной фокальной точке зеркала помещалась галогеновая лампа с максимальной электрической мощностью 250 Вт со спиралью длиной 5 мм и диаметром 3 мм. В другой фокальной точке зеркала помещался пьезодатчик с предварительно зачерненной чувствительной поверхностью. Механический затвор позволял подавать на датчик ступенчатый импульс лучистого теплового потока с фронтом нарастания около 0.1 мс.

На ударной трубе УТ-3 ОИВТ РАН измерялось импульсное давление за первичной и отраженной от торца ударными волнами, которое сравнивалось с их расчетными величинами.

нами. Полная длительность зачетной фазы эксперимента в ударной трубе составляла 6 мс. Испытания в ударной трубе позволяли провести динамическую градуировку пьезодатчиков, т.е. определить их чувствительность, а также оценить их инерционность. Выходные сигналы усилителей при испытаниях пьезодатчиков на всех трех стендах регистрировались на компьютере с помощью виртуального осциллографа Актиком-3117 (100 МГц).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

3.1. Испытания на стенде

На рис. 2 представлены некоторые осциллограммы сигналов пьезодатчиков, полученные на стенде статических испытаний. Начальный электрический сигнал U_0 , появляющийся на датчике при ступенчатом импульсе давления, зависит от его пьезомодуля, определяющего

величину электростатического заряда $q_э$, и от суммарной электрической емкости цепи:

$$U_0 = \frac{q_э}{C_1 + C_2 + C_3 + C_4}. \quad (1)$$

Здесь C_1 — емкость датчика, C_2 — емкость проводов, C_3 — входная емкость усилителя, C_4 — дополнительная шунтирующая емкость на входе в усилитель. Последняя использовалась для ограничения амплитуды входного сигнала в усилитель с очень чувствительных датчиков ПД1, ПД2 и ДС. У датчиков РСВ, естественно, емкости C_2 и C_4 отсутствовали.

В осциллограммах на рис. 2 отмечается постепенный спад сигнала, обусловленный стеканием электростатического заряда на входном сопротивлении усилителя. Следует отметить незначительность этого спада на датчике РСВ (рис. 2а), что говорит об очень высоком входном

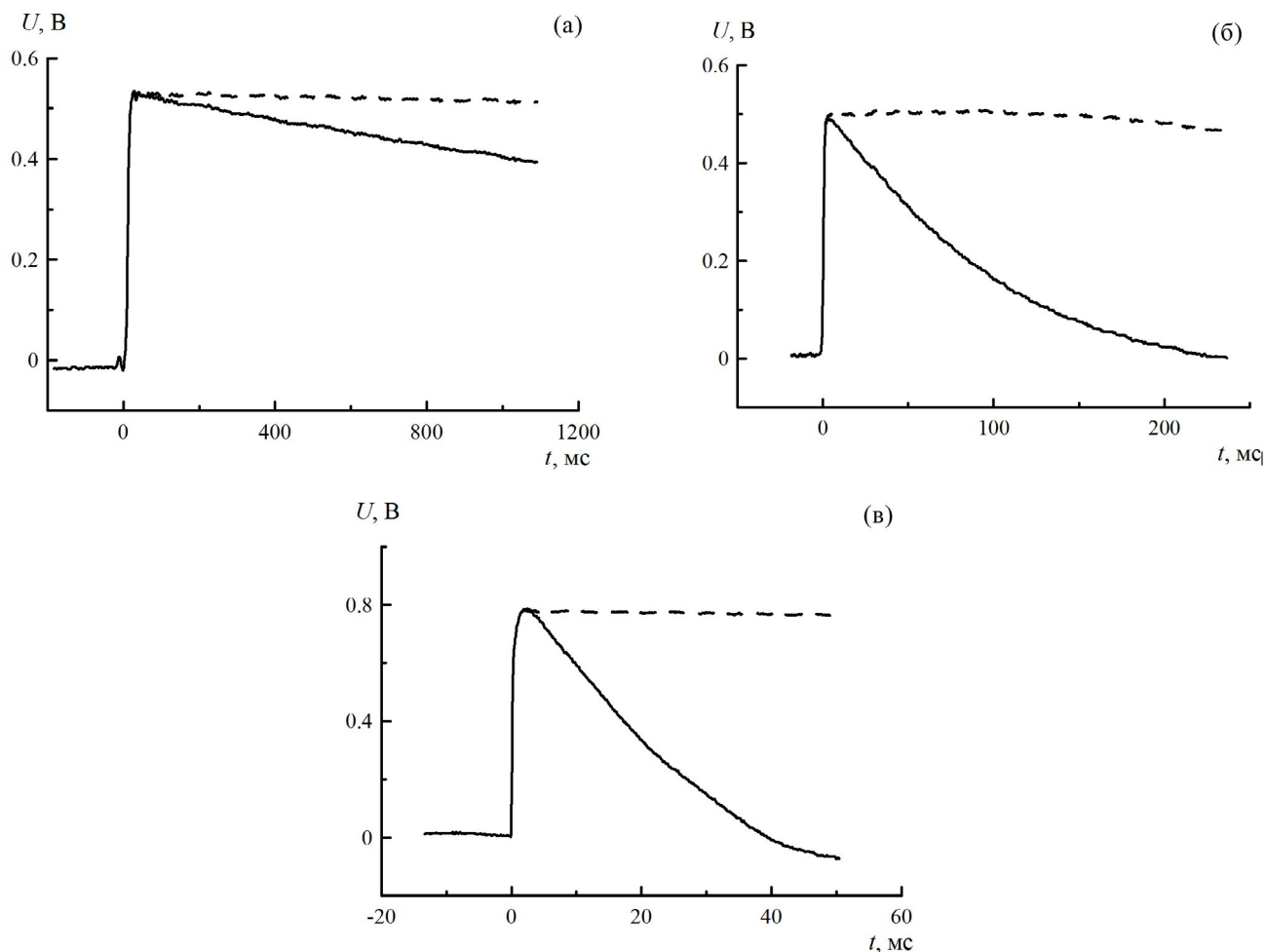


Рис. 2. Осциллограммы (сплошные линии), полученные на градуировочном стенде: а — РСВ, б — ПД1, в — ПДМ. Штриховые линии соответствуют показаниям датчика давления, восстановленным с учетом стекания заряда по формуле (5).

сопротивлении встроенного усилителя (не меньше 50 ГОм). Время полного стекания заряда составляло здесь около 10 с. Наиболее быстрый спад сигнала (около 0.03 с) происходит на миниатюрном датчике ПДМ (рис. 2в). Амплитуда сигнала с этого датчика также минимальна даже без дополнительной емкости C_4 . Это обусловлено очень малыми размерами чувствительного элемента датчика ПДМ (диаметр 1 мм, толщина 1 мм) и, соответственно, малым зарядом q и малой собственной электрической емкостью C_1 . Поэтому на него подавался ступенчатый импульс давления величинной 0.4 МПа, а не 0.1 МПа, как на остальные датчики. Время стекания заряда на усилителе со входным сопротивлением 1 ГОм для датчиков ПД и ДС составляло около 0.2–0.3 с.

Обычно измерения давления пьезоэлектрическим датчиком прекращаются, когда величина стекания заряда превышает 5–10% от номинальной величины U_0 . В работе [11] была предложена формула, позволяющая восстанавливать истинные значения давления с учетом стекающего заряда и, следовательно, увеличивать возможное время измерений. Однако при повторных градуировках пьезодатчиков на стенде выявилась одна особенность стекания электростатического заряда на входном сопротивлении усилителя. Если для датчиков РСВ (рис. 2а) характер этой кривой достаточно точно описывался простой экспонентой

$$U(t) = U_0 \exp(-at), \quad (2)$$

где U_0 — величина сигнала в момент времени $t = 0$, a — индивидуальное значение константы при экспоненте для каждого сочетания входного сопротивления усилителя и суммарной емкости цепи,

$$a = -\frac{1}{t} \ln \left(\frac{U(t)}{U_0} \right), \quad (3)$$

то для всех остальных датчиков стекание заряда происходило более сложным образом, а в конце величина сигнала иногда даже меняла знак (рис. 2в).

Подозрение на искажение сигнала собственным усилителем было снято подачей на него заряда с простого керамического конденсатора емкостью 200 пФ, показавшего также простую

экспоненту (2). Остается предположить, что из-за наличия измерительного кабеля, соединяющего пьезодатчики с усилителем, в измерительной цепи образуется колебательный контур с большим декрементом затухания (фактически затухание происходит на первом периоде колебаний). В этом случае для описания процесса разряда пьезодатчика необходимо использовать аппроксимационную формулу

$$U(t) = U_0 \exp(-at^b), \quad (4)$$

где a и b — эмпирические коэффициенты, полученные из градуировок датчиков. И хотя эта формула не описывает всю экспериментальную кривую (особенно в ее отрицательной области), она позволяет на порядок увеличить время измерения меняющегося давления с учетом стекания заряда.

На рис. 2 штриховой линией показаны результаты обработки сигналов пьезодатчиков с использованием формулы

$$U_{n+1} = \sum_{i=1}^n U_i \left[1 - \exp(-a(t_{i+1}^b - t_i^b)) \right]. \quad (5)$$

С помощью такой обработки можно восстановить истинное значение сигнала и расширить временной диапазон измерений динамических давлений пьезодатчиками в комплекте с усилителями следующим образом: РСВ — до 10 с, ПД1, ПД2 и ДС — до 0.2 с и ПДМ — до 0.03 с.

3.2. Нагрев пьезодатчиков

Предварительный нагрев пьезодатчиков на стенде статических испытаний от комнатной температуры 20–25°C до 50°C не выявил зависимости их чувствительности от температуры. Для испытаний при более высоких начальных температурах требуется существенная доработка нагревательного устройства стенда.

На рис. 3 показаны осциллограммы сигналов пьезодатчиков на выходе усилителя при их ступенчатом лучистом нагреве. Наименьший тепловой дрейф сигнала отмечен на датчике ДС (рис. 3б), где пьезоэлемент расположен внутри резиноподобного композитного материала.

Светолучевой нагреватель был предварительно проградуирован, т.е. была определена зависимость лучистого теплового потока q_n от напряжения накала галогеновой лампы U_n . Для этого использовался предварительно

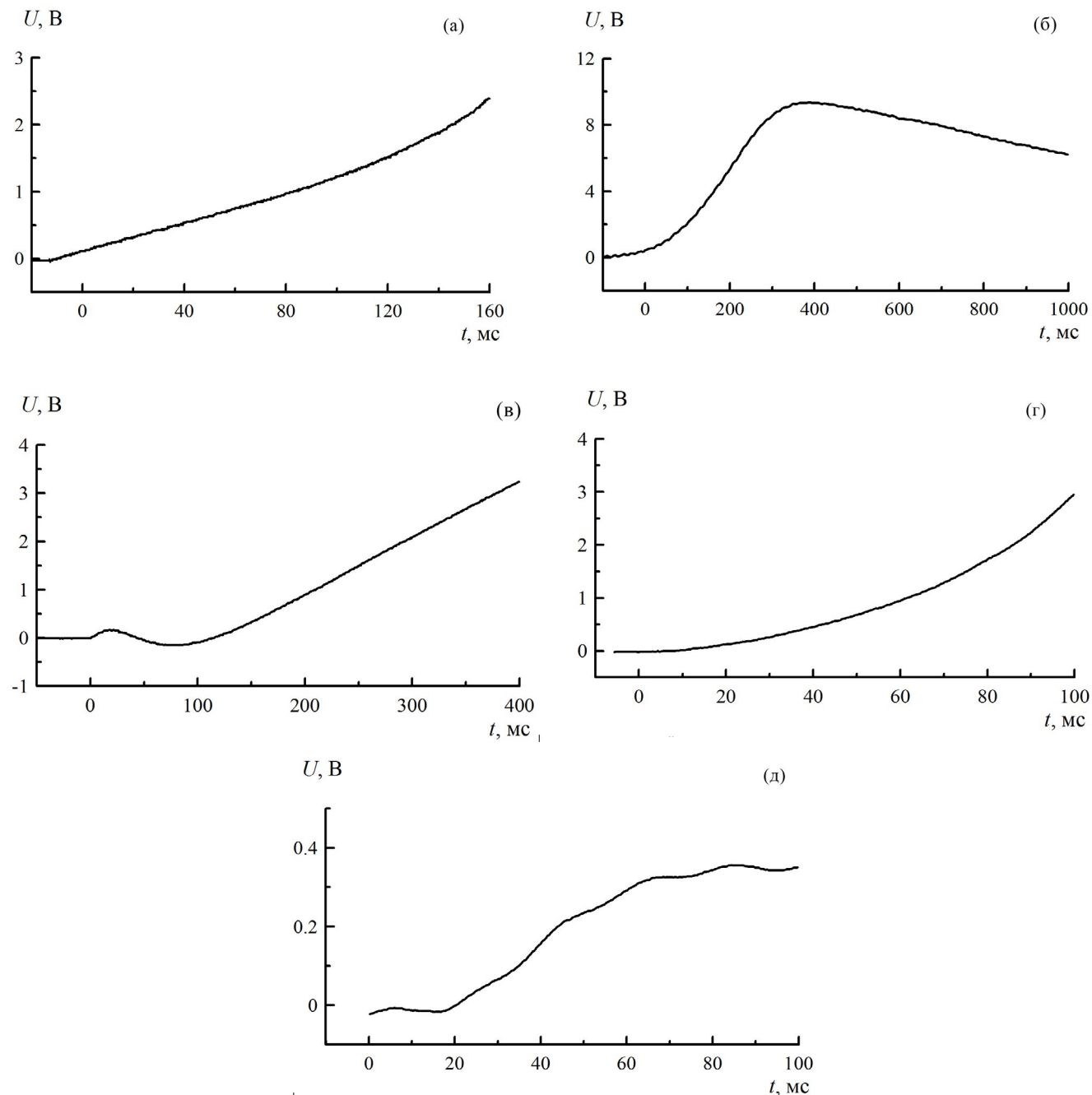


Рис. 3. Осциллограммы сигналов пьезодатчиков при их ступенчатом лучистом нагреве:

а – ПД1, б – ДС, в – РСВ, г – ПД2, д – ПДМ.

зачерненный тонкопленочный платиновый термометр сопротивления [18]. Сигналы платинового термометра при различных напряжениях на лампе накаливания представлены на рис. 4а. Все кривые имеют форму парабол, что соответствует граничному условию $q_{\text{л}} = \text{const}$ [19]. Градуировочная характеристика $q_{\text{л}}(U_{\text{н}})$ на рис. 4б соответствует аппроксимационной формуле

$$q_{\text{л}} = 177U_{\text{н}}^{1.95}. \quad (6)$$

Некоторое отличие этой зависимости от квадратичной, соответствующей электрической мощности лампы,

$$N = \frac{U_{\text{н}}^2}{R_{\text{л}}}, \quad (7)$$

объясняется зависимостью от температуры электрического сопротивления вольфрамовой спирали лампы $R_{\text{л}}$, спектрального состава излучения спирали и спектральной пропускной способности кварцевой колбы лампы.

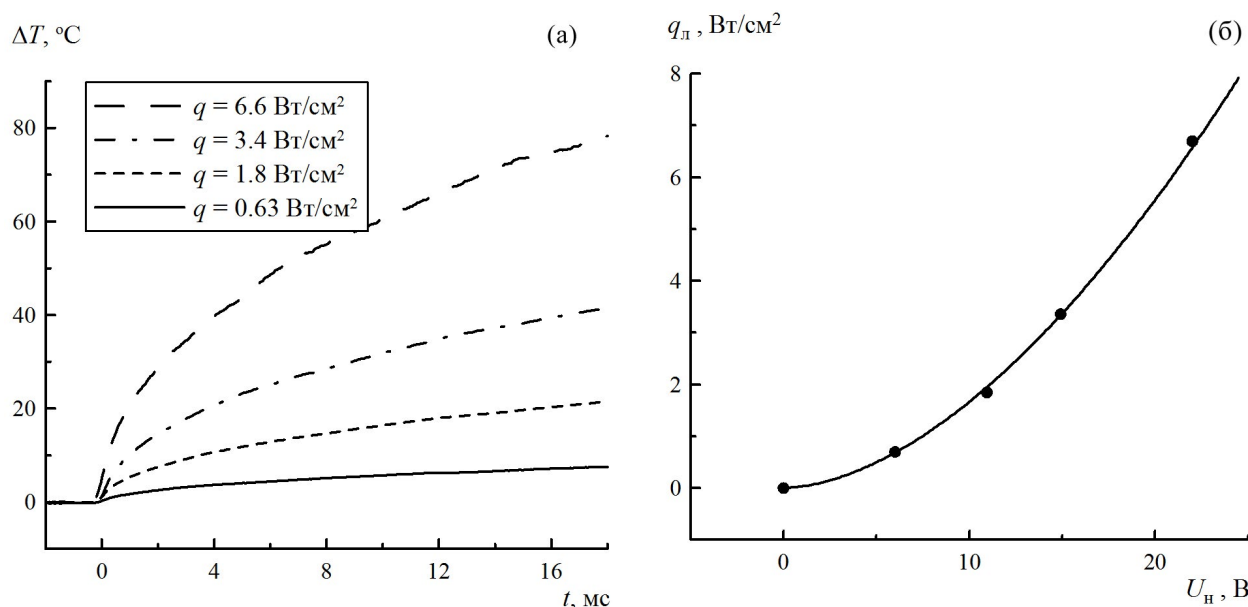


Рис. 4. а — Изменение температуры платинового термометра сопротивления при различных величинах плотности лучистого теплового потока, б — градуировочная кривая (б) галогеновой лампы накаливания, $U_{\text{н}}$ — напряжение накала лампы, $q_{\text{л}}$ — лучистый тепловой поток, точками обозначены экспериментальные значения.

Как можно видеть на рис. 3, все пьезодатчики имеют существенный и весьма сложный по форме дрейф сигнала при импульсном тепловом воздействии. Дрейф объясняется тепловыми напряжениями, возникающими в корпусе датчика и его внутренних деталях. Этот дрейф в принципе неустраним, поэтому при одновременном воздействии давления и теплового потока его необходимо просто учитывать — вычитать из суммарного сигнала датчика. Если реальный тепловой поток к пьезодатчику при проведении измерений известен, но не соответствует условию $q_3 = \text{const}$, где q_3 — это заряд в формуле (1), то можно попытаться учесть его, используя в качестве аргумента не плотность теплового потока $q_{\text{л}}$, а суммарный тепловой импульс:

$$Q(t) = \int_0^t q(\tau) d\tau, \quad (8)$$

где q — поток тепла.

3.3. Испытания в ударной трубе

На рис. 5 показаны осциллограммы давления, полученные при испытаниях пьезодатчиков в ударной трубе УТ-3 ОИВТ РАН при начальном давлении $P_1 = 50$ кПа и числе Маха ударной волны $M_1 = 1.15$. На всех осциллограммах хорошо фиксируются фронты первичной и отраженной ударных волн со временем нарастания сигнала около 10 мкс и примерно постоянная величина

давления за ними, кроме осциллограммы для датчика ПДМ (рис. 5г), где заметен экспоненциальный спад.

Длительность фронта нарастания сигнала при прохождении мимо датчика ударных волн объясняется не инерционностью пьезодатчиков; она связана с их пространственным разрешением: при числе Маха первичной ударной волны в воздухе $M_1 = 1.15$ и, соответственно, ее скорости $u_1 = 400$ м/с время прохождения волны мимо чувствительного элемента датчика, имеющего диаметр 4 мм, составляет 10 мкс.

На всех осциллограммах на рис. 5 штриховыми линиями показаны расчетные значения давления P_2 за первичной ударной волной и P_5 за ударной волной, отраженной от твердого торца ударной трубы [20]:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \quad (9)$$

$$\frac{P_5}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \frac{(3\gamma - 1)M_1^2 - 2(\gamma - 1)}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}.$$

Здесь P_1 — начальное давление в ударной трубе, $\gamma \approx 1.4$ — показатель адиабаты воздуха, M_1 — число Маха первичной ударной волны.

Отмечается удовлетворительное согласие между измеренными и рассчитанными по формуле (9) значениями давления ($P_2 = 69$ кПа, $P_5 = 94$ кПа).

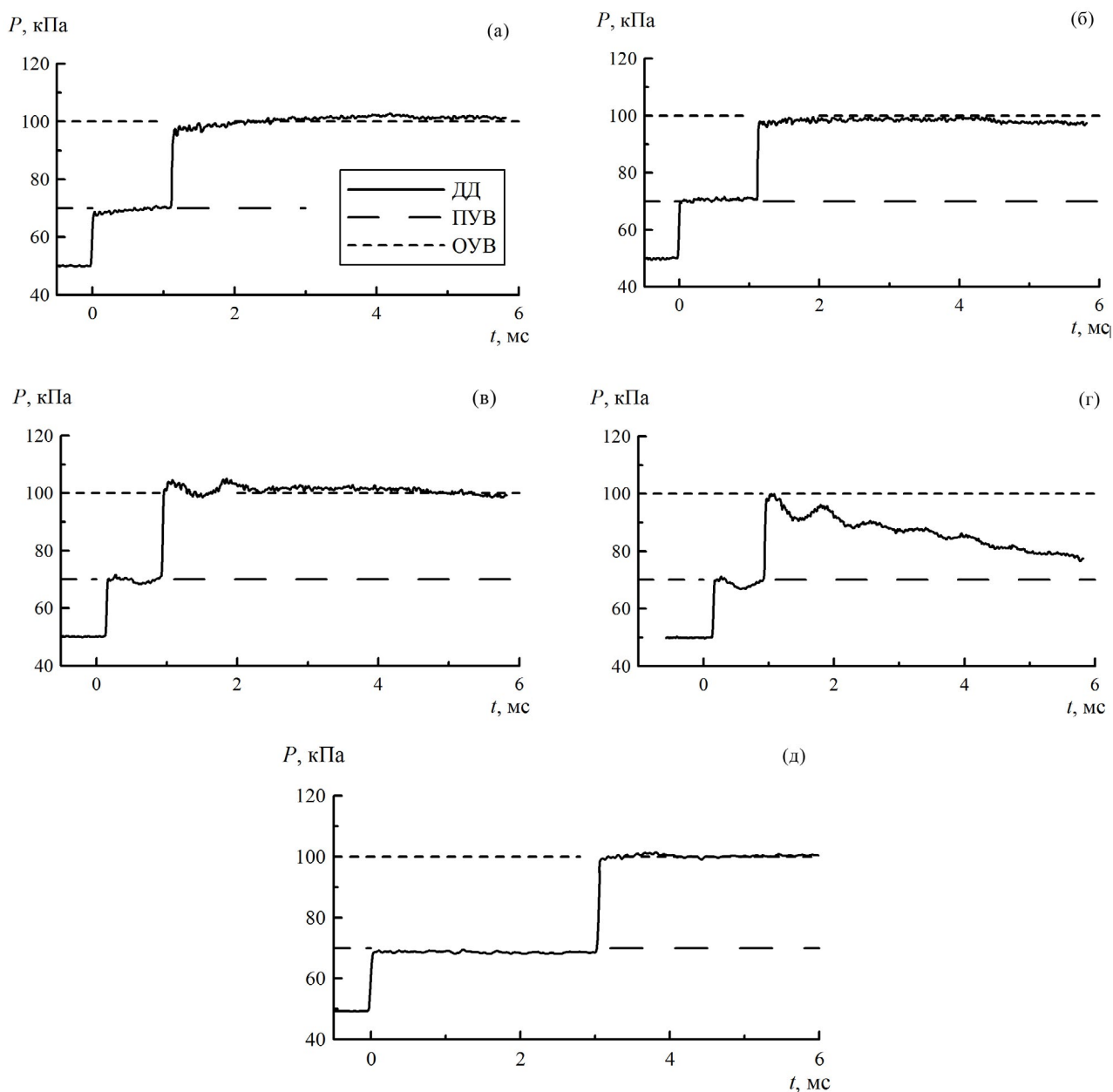


Рис. 5. Осциллограммы давления (ДД) на боковой стенке ударной трубы: а – ПД1, б – ПД2, в – ДС, г – ПДМ, д – РСВ, штриховые линии соответствуют расчетным значениям давления для первичной (ПУВ) и отраженной (ОУВ) ударных волн.

Хотя процесс распространения ударной волны в ударной трубе сопровождается интенсивным нагревом, особенно сразу за фронтом первичной волны, ни на каких осциллограммах (рис. 5) совершенно не заметен тепловой дрейф сигнала, зафиксированный при лучевом нагреве, описанном выше. Для объяснения этого факта на месте датчиков давления в ударной трубе были установлены два платиновых тонкопленочных термометра сопротивления, на основании показаний которых (рис. 6а) рассчитывалась плотность теплового потока в момент $\tau = t$ [18]:

$$q(t) = \rho_1 C_1 l_1 + \frac{\varepsilon_2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{dT(\tau)}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}}. \quad (10)$$

Здесь $T(\tau)$ — температура платиновой пленки; ρ_1 , C_1 , l_1 — ее плотность, удельная теплоемкость и толщина; ε_2 — коэффициент тепловой активности стекла, на которое нанесена пленка.

Результаты обработки сигналов платиновых датчиков по уравнению (10) показаны на рис. 6б, а соответствующие тепловые импульсы, рассчитанные по уравнению (8), — на рис. 6в. Хотя параметры течения в ударной трубе с платиновыми

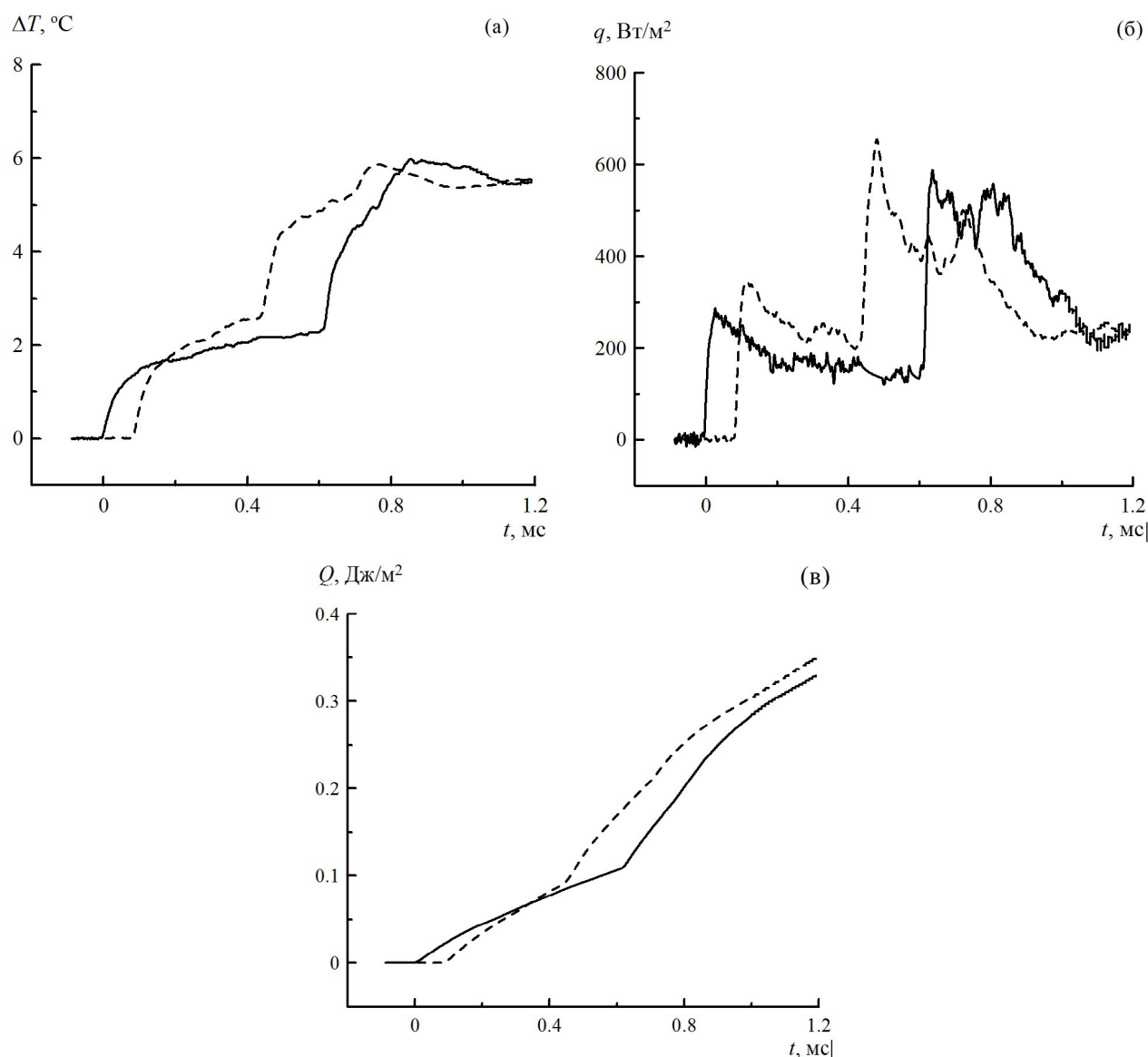


Рис. 6. Тепловые измерения платиновыми датчиками в ударной трубе: **а** — температура поверхности, **б** — плотность теплового потока, **в** — тепловой импульс. Сплошные и штриховые линии соответствуют двум последовательным датчикам.

датчиками были более высокими ($M_1 = 2.02$), чем при испытаниях пьезодатчиков, величина импульса тепла в конце пуска ($Q \leq 0.3$ Дж/м²) оказалась значительно меньше величин импульсов лучистого потока, подававшихся на датчики ($Q \sim 10\text{--}100$ Дж/м²), что и объясняет отсутствие теплового дрейфа в условиях экспериментов в ударной трубе.

3.4. Оценка инерционности и максимальной чувствительности

Время релаксации (установления термодинамического равновесия) за отраженной ударной волной при числе Маха первичной волны $M_1 \approx 1.15$ соизмеримо со временем свободного пробега молекул (10^{-9} с [21]). Тогда зарегистри-

рованная в эксперименте задержка выхода сигнала датчиков, установленных в торце ударной трубы, на величину расчетного давления P_5 могла быть обусловлена либо инерционностью усилителя, либо инерционностью самого датчика. На рис. 7 показаны осциллограммы давления всех датчиков, установленных в торце ударной трубы, при очень быстрой развертке сигнала.

Время нарастания сигнала для датчиков РСВ (рис. 7а), ПД1 (рис. 7б), ПД2 (рис. 7в) и ПДМ (рис. 7г) составило 2–3 мкс, а для датчика ДС — 5 мкс (рис. 7д). Это время и можно принять за их инерционность. Однако, как следует из этих осциллограмм, на сигналы датчиков наложился

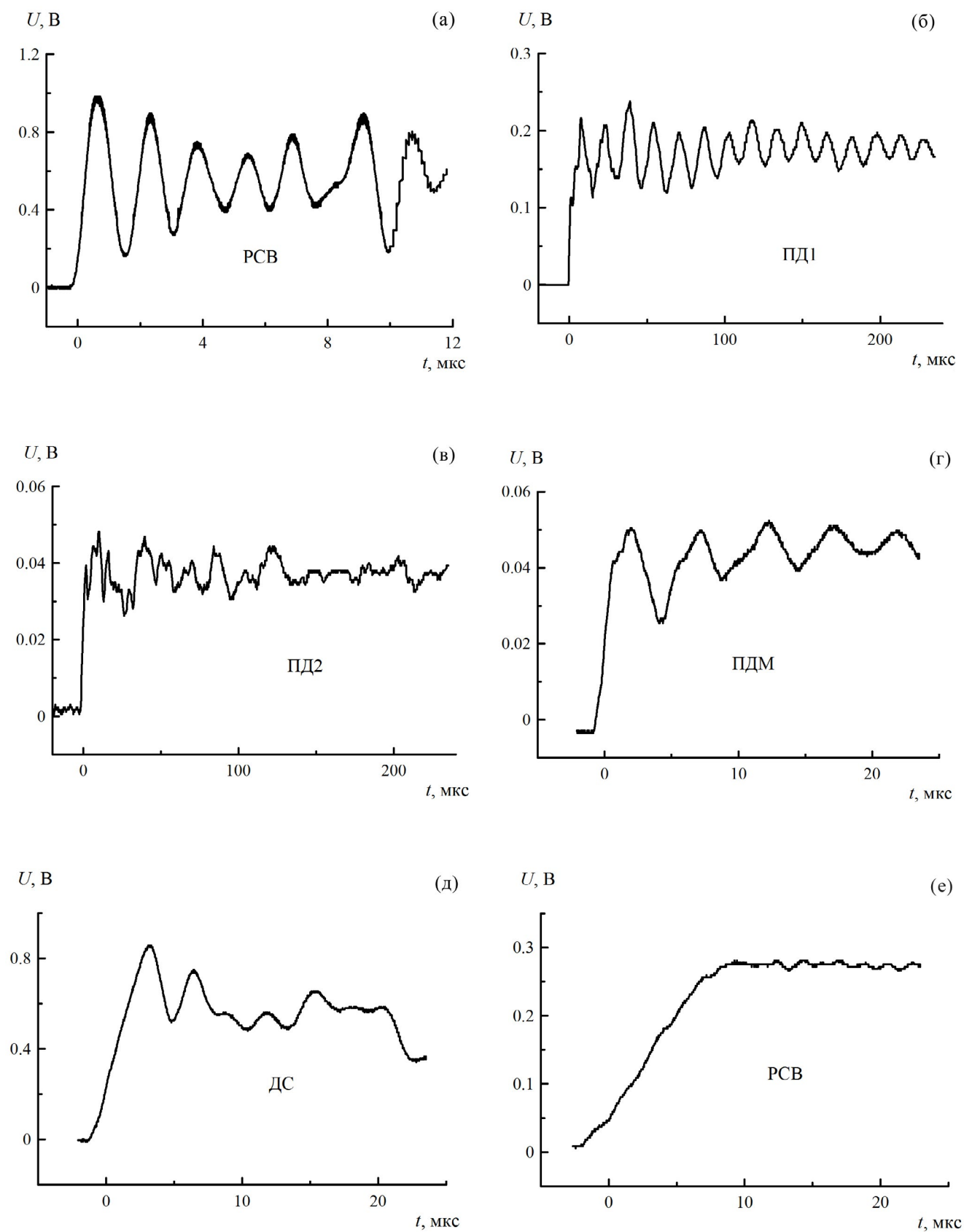


Рис. 7. Осциллограммы, получаемые с пьезоэлектрических датчиков давления на торце ударной трубы (а–д) и на боковой стенке ударной трубы (е).

близкие к гармоническим слабозатухающие колебания. Так, для датчика РСВ резонансная частота составила 667 кГц, для датчика ПД1 — 67 кГц, для датчика ПД2 — 60 кГц, для датчика ПДМ — 200 кГц, для датчика ДС — 83 кГц. Время затухания этих колебаний для разных датчиков варьировалось от 20 мкс (ДС) до 200 мкс (РСВ). Можно предположить, что импульс давления P_5 при таком крутом фронте нарастания возбудил в датчиках акустические колебания с собственной резонансной частотой.

Для проверки этого предположения были повторно проведены измерения давления на боковой стенке ударной трубы при очень коротких развертках осциллографа (рис. 7е). Можно видеть, что резонансные колебания в этом случае не возникали, так как длительность фронта нарастания сигнала, как указывалось выше, составляла 10 мкс.

Таким образом, при воздействии на пьезодатчик импульсов давления с очень коротким фронтом нарастания и, соответственно, возбуждением в нем резонансных колебаний минимальное время измерений давления ограничивается не его инерционностью, а длительностью затухания этих резонансных колебаний.

На рис. 8 показаны в сравнении сигналы датчика ПД1 и датчика РСВ при особо малом измеренном импульсе давления ($P_1 = 100$ кПа, $M_1 = 1.014$, $\Delta P = 3$ кПа). И хотя коэффициент усиления в первом случае составлял всего $K_y = 10$, в отсутствие емкости C_2 сигнал датчика ПД1 примерно в 6 раз превышал сигнал датчика РСВ. Это объясняется значительно большей величиной пьезомодуля керамики ЦТС-19 по сравнению с пьезомодулем монокристаллов кварца.

В табл. 1 приведены основные характеристики как испытанных в данной работе, так и описанных в соответствующей литературе пьезодатчиков давления.

Индивидуальные значения коэффициента чувствительности датчика РСВ в блоке с усилителем соответствуют приложенным к нему паспортным данным с погрешностью $\pm 3\%$, они составили в среднем $K_d \approx 0.015$ В/кПа. Максимальные значения чувствительности датчиков ДС и ПД с 10-кратным усилением сигнала без дополнительной емкости C_2 и с длиной соединительного кабеля 0.5 м составили $K_d \approx 0.08$ – 0.3 В/кПа, а датчика ПДМ — $K_d \approx 2.5$ мВ/кПа. Таким образом, наиболее чувствительными оказались датчики ПД и ДС, которые при соответствующем усилении сигнала позволяют измерять особо малые импульсы давления (вплоть до 100 Па).

Испытания в ударной трубе выявили одну существенную особенность таких измерений, а именно особые требования к “гладкости” установки датчиков в стенке ударной трубы. Кажущиеся незначительными уступы или зазоры приводили к заметному увеличению пульсаций — “дребезгу” сигнала, что обусловлено отсутствием пограничного слоя на фронте первичной ударной волны. Интерференция этой волны на уступах и зазорах может приводить к последующей генерации вторичных ударноволновых возмущений и к отрыву потока в локальных зонах на поверхности ударной трубы. Это способствует формированию высокочастотных микровихрей на поверхности ударной трубы. Выглаживание стенки в окрестности установки датчика заметно снижало амплитуду таких пульсаций.

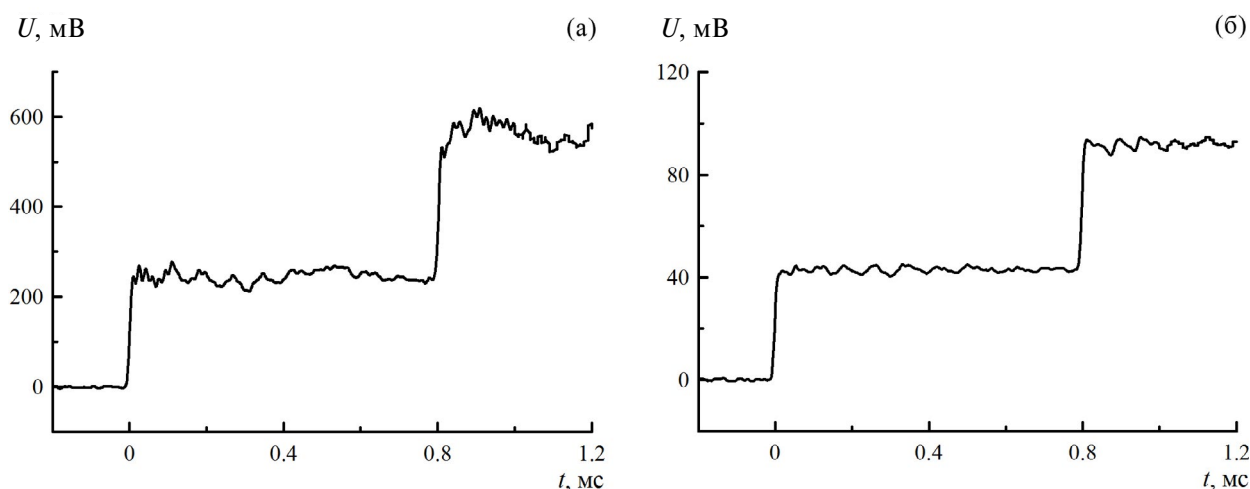


Рис. 8. Сигналы датчиков ПД1 (а) и РСВ (б) при особо малом импульсе давления: $P_1 = 0.1$ МПа, $M_1 = 1.014$, $\Delta P_1 = 3$ кПа.

Таблица 1. Характеристики датчиков различных производителей

Тип датчика	Изготовитель	Основа	Диапазон измеряемых давлений, МПа**	Температурный диапазон**, °С	Резонансная частота, кГц	Диаметр активного элемента, мм
603В	Kistler	Кварц	0–20	–196–+200	400**	6.3–11.8
601СAA*	Kistler	Кварц	0.02–25	+15–+35	215**	6.5–38
113В28*	PCB Piezotronics	Кварц	0–3.4	–70–+135	670***, 500**	6.3–37
ДС	[6]	ЦТС-19	0–1	–	83***	5–12
ПД-1	ОИВТ РАН	ЦТС-19	0–1	0–150	67***	10–11
ПД -2	ОИВТ РАН	ЦТС-19	0–1	0–150	60***	8.5–12
ПДМ	ОИВТ РАН	ЦТС-19	0–1	0–150	200***	5–6.5
RAW-51	EL-SCADA (Пермь)	GaPO ₄	0–5	–50–+500	120**	8–24
PS2001-5*	Глобал-Тест (Саров)	Кварц	0.0002–0.5	–40–+125	30**	14–48
T500	НТИИМ (Нижний Тагил)	–	1–50	–	120**	12–35
014 MT	НПП Датчики и системы (Ростов-на-Дону)	–	1–10	–60–+250	80**	8.9–20

Примечание: * — со встроенным усилителем, ** — заявлено производителем, *** — измерено в настоящей работе.

По результатам проведенных исследований можно отметить позитивный факт: на осциллограммах давления, полученных в ударной трубе для всех испытанных датчиков, ни за первичной ударной волной (рис. 5, 8), ни за отраженной (рис. 7) не отмечались искажения сигнала от вибраций. Это является значительным преимуществом исследуемых датчиков перед датчиком Kistler-603В, который, как было отмечено во Введении, оказался очень чувствительным к подобным вибрациям. Кроме этого, ни в каких экспериментах в ударной трубе не было замечено влияния электрических наводок промышленной частоты (50 и 100 Гц), хотя входное сопротивление усилителя 50 ГОм для датчика РСВ и 1 ГОм для остальных по существу является “открытым антенным входом”. Здесь надо отметить, что оба этих позитивных факта следует отнести только к ограниченному диапазону условий работы конкретной ударной трубы УТ-3 ОИВТ РАН. Как механические вибрации, так и электрические наводки могут оказаться весьма существенными в других условиях работы пьезодатчиков, например, при исследованиях

детонации и при измерении пульсаций давления в цилиндрах двигателей внутреннего сгорания с искровым поджигом топливной смеси.

Наконец, из анализа результатов испытаний и данных табл. 1 следует, что собственная резонансная частота пьезоэлектрических датчиков в целом увеличивается с уменьшением их габаритов. Наряду с конструктивными преимуществами при установке датчиков на малых экспериментальных моделях это также обосновывает стремление к их миниатюризации. С другой стороны, на результаты измерений в кратковременных процессах могут влиять и резонансные частоты установочных устройств, таких как адаптеры, переходники и прижимы. Это влияние на сигналы датчиков также нужно учитывать и по возможности минимизировать.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все испытанные пьезодатчики давления показали линейность характеристик в условиях экспериментов в ударной трубе.

Реальная инерционность датчиков составила 2–3 мкс, кроме датчика ДС, у которого инерционность составила 5 мкс. При нагружении датчиков импульсом давления с фронтом нарастания длительностью 10^{-9} с в них возбуждались собственные резонансные колебания. При нагружении всех датчиков импульсом давления, длительность нарастания которого была 10^{-5} с, резонансные колебания в них не возбуждались.

Максимальное время измерений динамического давления для датчиков РСВ 1138В8 составляет 10 с; для датчиков ПД1, ПД2 и ДС со входным сопротивлением усилителя $R = 1$ ГОм равно 0.3 с; для датчика ПДМ составляет 0.03 с. Использование усилителя с большей величиной входного сопротивления пропорционально увеличит максимальное время измерений этими датчиками.

Чувствительность испытанных датчиков для РСВ составила 0.014 В/кПа на выходе собственного усилителя; для датчиков ПД1, ПД2, ДС (на выходе 10-кратного усилителя) — не менее 0.08 В/кПа; для ПДМ равна 0.0005 В/кПа.

Никакие из испытанных пьезодатчиков не меняют своих характеристик в диапазоне статических температур от 20 до 50°C. При комбинированном механическом и тепловом импульсном воздействиях наблюдается тепловой дрейф нуля, который необходимо учитывать при обработке результатов измерений.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 075-00270-24-00). Результаты частично получены при использовании уникальной научной установки “Сфера” (УНУ “Сфера”) на базе ОИВТ РАН (Москва).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pressure sensors Kistler. <https://www.kistler.com/INT/en/c/pressure-sensors/CG21-pressure-sensors>
2. Pressure Transducer PCB Piezotronics. <https://www.pcb.com/sensors-for-test-measurement/pressure-transducers>
3. Смажеская Е.Г., Фельдман Н.Б. Пьезоэлектрическая керамика. Москва: Советское радио, 1971.
4. Глозман И.А. Пьезокерамика. Москва: Энергия, 1972.
5. Гвоздева Л.Г., Жилин Ю.В. // ПТЭ. 1978. № 5. С. 249.
6. Сунцов Г.Н. // БИ. 1971. № 31. Авт. Свид. № 317928. СССР.
7. Сегала А.Г., Голова Л.В., Головин В.А., Добрынин Д.А., Довготелос Т.Е., Мирошников П.В., Нерсесов С.С., Петрова А.А., Соловьев М.А. РФ Патент 2546055, 2013.
8. Головин В.А., Каплунов И.А., Малышкина О.В., Педько Б.Б., Мовчикова А.А. Физические основы, методы исследования и практическое применение пьезоматериалов. Москва: Техносфера, 2013.
9. Пьезоэлектрические материалы и элементы. Справочный каталог. Ростов-на-Дону: Южный федеральный университет, Институт высоких технологий и пьезотехники, НКТБ «Пьезоприбор», 2018. https://ivtipt.ru/storage/app/media/uploaded-files/ru_NKTB_materials_elements_2020.pdf
10. Датчики и преобразователи. Каталог. Пенза: АО “НИИФИ”, 2021. <https://russianspacesystems.ru/wp-content/uploads/2021/05/Katalog-Datchiki-i-preobrazovateli.pdf>
11. Голуб В.В., Жилин Ю.В., Марчук Н.А. // ПТЭ. 2018. № 4. С. 132. <https://doi.org/10.1134/S0032816218040055>
12. Датчиковая измерительная аппаратура. Каталог. Саров: ООО “Глобал-Тест”, 2020. https://globaltest.ru/catalogpdf/catalog_GlobalTest_ru.pdf
13. Надежные средства испытаний и контроля. Каталог. Пермь: ООО “ЭЛ-СКАДА”, 2022. https://el-scada.ru/wp-content/uploads/2022/06/catalog-el-skada_2022.pdf
14. Пьезоэлектрик 2012. Каталог. Ростов-на-Дону: НКТБ “Пьезоприбор” ЮФУ, 2012. https://www.piezolectric.ru/files/Catalog_content.pdf?ysclid=lxtcutlbda461887657
15. Суркаев А. Л., Кульков В. Г. // Акустический журнал. 2006. Т. 52. №. 2. С. 264.
16. Кикот В. В. // Измерение. Мониторинг. Управление. Контроль. 2016. №. 2(16). С. 58.
17. Сунцов Г.Н., Браславец В.А., Кржиминский Б.В. // БИ. 1971. № 31. Авт. Свид. № 317929. СССР.
18. Голуб В.В., Жилин Ю.В., Рылов С.А. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 138. <https://doi.org/10.7868/S0032816218030126>
19. Лыков А.В. Теория теплопроводности. Москва: Высшая школа, 1967.
20. Reichenbach H. Kurzzeitphysik. Wien; New York: Springer-Verlag, 1967. (Райхенбах Г. // Физика быстротекущих процессов. Т. 3. Москва: Мир, 1971. С. 67.)
21. Исаков А.Я. Молекулярная физика и термодинамика. Петропавловск-Камчатский: КГТУ, 2007.

УДК 543.27+539.189.2

ВЛИЯНИЕ МОРФОЛОГИИ ИМПРЕГНИРОВАННЫХ КОМПОЗИТОВ НА ИХ ПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА И АННИГИЛЯЦИЮ ПОЗИТРОНОВ

© 2024 г. В. П. Шантарович^а, В. Г. Бекешев^а, И. Б. Кевдина^а, М. И. Иким^{а,*},
Л. И. Трахтенберг^{а,б}

^аФедеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук
Россия, 119334, Москва, ул. Косыгина, 4, корп. 1

^бМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

*e-mail: ikimmary1104@gmail.com

Поступила в редакцию 18.04.2024 г.

После доработки 03.06.2024 г.

Принята к публикации 08.07.2024 г.

Методом импрегнирования наночастиц оксида индия солью нитрата никеля синтезированы композиты NiO–In₂O₃. Исследованы их фазовый состав и микроструктура, а также проводимость в широком интервале температур. Введение оксида никеля в композит приводит к увеличению его сопротивления. В полученных композитах изучены распределения по времени аннигиляционного излучения позитронов. Результаты согласуются с данными исследований свободного объема в образцах методом низкотемпературной сорбции азота. Продemonстрирована возможность наблюдения точечных заряженных дефектов или их кластеров в металлоксидных композитах позитронным методом. Наблюдается корреляция изменения сопротивления импрегнированных образцов оксида индия и интенсивности позитронной компоненты, связанной с аннигиляцией в точечных заряженных дефектах.

DOI: 10.31857/S0032816224060169 EDN: EKEGQZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Оксиды металлов являются распространенным материалом для создания кондуктометрических сенсоров, обладающих высокой чувствительностью и селективностью при детектировании различных химических соединений [1, 2]. Отклик таких сенсоров основан на сорбции анализируемого газа на поверхности металлоксидных наночастиц и последующем химическом взаимодействии газа с находящимися на поверхности активными центрами. Такое взаимодействие приводит к изменению проводимости металлоксидного слоя, что и позволяет количественно определять содержание анализируемого газа в атмосфере.

Среди индивидуальных металлоксидов, используемых в качестве одного из компонентов чувствительного слоя, например, таких как SnO₂,

ZnO, WO₃, In₂O₃, последний имеет наибольшую концентрацию электронов в зоне проводимости. Добавление к In₂O₃ различных металлоксидов — как каталитически активных [3], так и с дырочной проводимостью [4] — приводит к улучшению сенсорных характеристик, что во многом обусловлено морфологией образцов. Поэтому представляет интерес изучение связи электрических свойств с морфологией и микроструктурой сенсорных материалов. Для этой цели весьма полезными представляются методы аннигиляции позитронов [5–10] и низкотемпературной сорбции газов [11–15], с помощью которых могут быть получены такие характеристики нанокompозитов, как удельная поверхность, микропористость, присутствие точечных заряженных дефектов.

Следует отметить, что в полупроводниковых оксидах аннигиляции позитронов может предшествовать захват позитрона отрицательно заряженной вакансией или вакансионным комплексом [7, 8]. Причем время жизни позитрона в вакансионном комплексе может достигать 0.5–0.6 нс и значительно превышать время жизни в моновакансии. Именно такая компонента заметной интенсивности наблюдалась в наших спектрах.

В настоящей работе будут представлены результаты применения методик аннигиляции позитронов и низкотемпературной сорбции газов для импрегнированных композитов на основе оксида индия, содержащих оксид никеля от 1 до 3 вес.%. Позитронные исследования оксидов металлов предпринимались и раньше, например в работе [16]. Однако в этой работе нет исследований оксида индия, и авторы ограничились рассмотрением только характеристик ортопозитрония, а не свободных позитронов. Последнее ограничение было связано, видимо, с недостаточной разрешающей способностью спектрометра с минимальной шириной пика мгновенных совпадений на полувысоте $\text{FWHM} = 0.68$ нс. В последнее время появились работы с учетом аннигиляции позитронов и без образования позитрония [9, 10]. При этом использовались спектрометры с такой же, как в настоящей работе, улучшенной разрешающей способностью ($\text{FWHM} < 0.3$ нс).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для синтеза импрегнированных композитов $\text{NiO-In}_2\text{O}_3$ были использованы коммерческий нанопорошок оксида индия (марка Analab, 99.5%, BDH/Merck Ltd., Lutterworth, Leicestershire, UK) и соль нитрата никеля $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ марки “ХЧ” (ГОСТ 5106-77). Метод импрегнирования заключается в том, что нанопорошок In_2O_3 помещается в водный раствор соли $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$ и выдерживается в течение длительного времени, что приводит к полному смачиванию поверхности твердого оксида раствором соли. При этом молекулы соли не только адсорбируются на поверхности оксида индия, но и диффундируют в приповерхностные слои этого порошка.

После удаления воды и соответствующей термической обработки образуется нанокompозит. Подробная процедура синтеза описана в работе

[17]. Далее синтезированные порошки в виде водной суспензии наносились на специальный чип, оснащенный платиновым нагревателем и контактами для регистрации сопротивления.

Для изучения фазового состава и параметров кристаллической решетки синтезированных композитов использовался метод рентгеновской дифракции (XRD) с применением рентгеновского дифрактометра Rigaku Smartlab SE ($K\alpha$ -излучение Cu с длиной волны 1.5406 Å). Морфология частиц в композитах и распределение ионов металлов между компонентами композита определялись методами TEM и EDX на приборе JEOL JCM-6000PLUS, снабженном системой энергодисперсионного анализа.

Сорбционные измерения проводились на анализаторе сорбции газов NOVA 1200e компании Quantachrome Instruments (США). В качестве адсорбата использовался газообразный азот высокой степени очистки. Перед измерениями проводилась дегазация образцов в вакууме при температуре 250°C в течение трех часов. Удельная поверхность $S_{\text{ВЕТ}}$ определялась по методу Брунауэра–Эммета–Теллера (БЭТ) [12, 13] в интервале относительных давлений $P/P_0 = 0.05–0.30$ (P_0 — давление насыщенных паров адсорбата при температуре эксперимента). При температуре жидкого азота (77 К) P_0 принимается равным атмосферному давлению плюс 10 мм.рт.ст.

Позитронные исследования по методике PALS проводились на спектрометре Positron Annihilation Lifetime Spectrometer фирмы ORTEC, USA, $\text{FWHM} = 0.3$ нс, принципиальная схема которого представлена на рис. 1. Измерения осуществлялись следующим образом: позитроны попадали в исследуемое вещество из радиоактивного источника ^{44}Ti 1 (рис. 1а) активностью примерно 0.7 МБк. Одновременно с появлением позитрона излучается “стартовый” ядерный гамма-квант $\gamma_1 = 1.3$ МэВ, регистрируемый датчиком 3 (рис. 1а). Это фиксирует начало отсчета времени жизни позитрона (событие “старт”). В момент аннигиляции позитрона на одном из электронов исследуемого вещества испускаются два кванта по 0.5 МэВ и фиксация одного из этих квантов (γ_2) вторым датчиком 4, что отмечает гибель позитрона (событие “стоп”). Многоканальный амплитудный анализатор 6 с преобразователем времени в амплитуду 5, $\Delta t \rightarrow \Delta V$, накапливает статистику задержанных

генетически связанных событий “старт—стоп”, сортируя каждый случай по временному сдвигу события “стоп” относительно события “старт”. В результате в анализаторе *б* складывается показанная на рис. 1б многоэкспоненциальная картина задержанных совпадений с общим пиком, соответствующим начальному моменту времени и уширенным из-за конечной разрешающей способности прибора, — так называемое временное распределение аннигиляционного излучения [6–8] (см. также формулы (1), (2) ниже). Цена одного канала составляла сотые доли наносекунды. Достоверный результат распределения должен содержать не менее 10^6 событий аннигиляции. При указанной активности позитронного источника такой эксперимент обычно длился не менее 10 часов. Измерения проводились в отсутствие атмосферного кислорода, который мог влиять на аннигиляционные характеристики позитрония.

Времена жизни τ_j и интенсивности I_j компонент распределения определялись машинной обработкой суммарного распределения анниги-

ляционного излучения с помощью специальной компьютерной программы [18, 19]. В общем случае можно выделить несколько времен жизни τ_j . Первая группа времен отвечает всем процессам, кроме аннигиляции долгоживущего ортопозитрония. К таким процессам относятся аннигиляция синглетного, короткоживущего ($\tau_s = 125$ пс) позитрония, интенсивность этой компоненты в нашем случае пренебрежимо мала, свободная аннигиляция позитронов со временем жизни τ_1 и гибель позитронов, захваченных дефектами, — компонента τ_2 . Величины τ_1 и τ_2 всегда меньше одной наносекунды.

Вторая группа времен жизни относится к аннигиляции связанной долгоживущей пары (e^+e^-) в триплетном состоянии — так называемый ортопозитроний ^3Ps , который локализуется в поре. В этом случае время жизни ^3Ps зависит от размеров поры. Это так называемая pick-off-аннигиляция атома ортопозитрония в нанопорах [5, 8–10], которая характеризуется временем жизни τ_3 . Возможно даже использование двух времен, τ_3 и τ_4 , при соответствующем распределении пор по размерам.

Для пор, представленных в виде сферически симметричных потенциальных ям, установлена полуэмпирическая количественная связь между временем жизни позитрония, измеренным в наносекундах, и радиусом поры [18, 19]:

$$\tau[\text{нс}] = 0.5 \{ 1 - R/(R + \Delta R) + \sin[2\pi R/(R + \Delta R)] \}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь R — радиус пор. Параметр $\Delta R = 0.166$ нм определен в калибровочных экспериментах на образцах с заранее известным размером элементарных свободных объемов и обозначает глубину проникновения волновой функции позитрония в “стенку” потенциальной ямы — поры.

Наблюдаемое распределение событий аннигиляции по времени t обычно является суперпозицией нескольких распределений с различными временами жизни, нумеруемыми в порядке увеличения, и может быть представлено в виде [19]

$$N(t) = A \int_0^\infty dt' F(t, t') \sum_{j=1}^n \left(\frac{I_j}{\tau_j} \right) \exp \left(-\frac{t - t'}{\tau_j} \right). \quad (2)$$

Формула (2) — это математическая свертка многоэкспоненциального распределения событий аннигиляции с функцией разрешения уста-

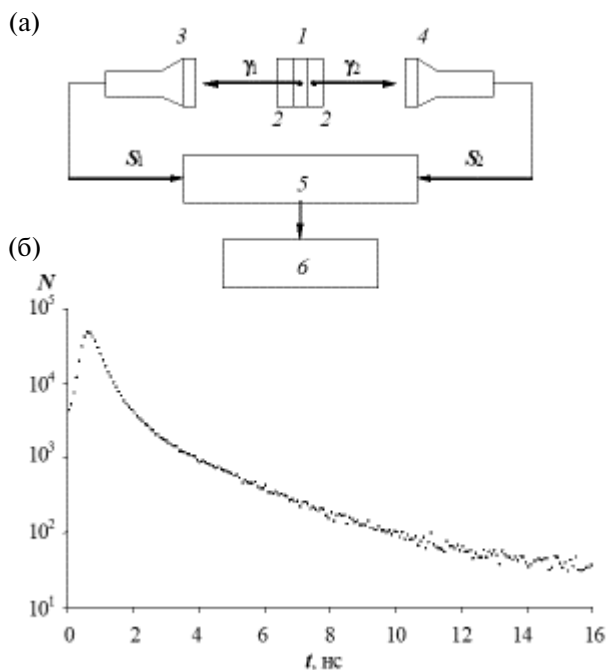


Рис. 1. Измерения времени жизни позитронов: *а* — блок-схема спектрометра: 1 — радиоактивный источник позитронов, 2 — образец, 3, 4 — сцинтилляционные детекторы гамма-излучения, 5 — преобразователь времени сдвига сигнала “стоп” относительно сигнала “старт” в амплитуду, 6 — многоканальный анализатор; *б* — временное распределение событий аннигиляции в полулогарифмическом масштабе.

новки $F(t, t')$. Зависимость $F(t, t')$ от t' относится к описанию функции разрешения спектрометра по времени; n — число компонент в спектре, τ_j — время жизни позитронов в веществе, I_j — доля позитронов с соответствующим временем жизни, A — нормировочная константа.

Ширина приборной функции (FWHM) для большинства современных установок лежит в диапазоне 0.2–0.5 нс. Обработка спектров — определение числа компонент n в спектре (времен жизни τ_j и вкладов I_j этих времен) — осуществляется с помощью программ PATFIT [19], CONTIN или MELT, которые позволяют определять времена жизни позитронов в веществе в диапазоне от 0.1 до нескольких десятков наносекунд. В большинстве оксидов присутствуют небольшие по интенсивности ортопозитрониевые компоненты, т.е. нанопоры, размер которых можно оценить по формуле (1).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Методом XRD показано, что в композициях, содержащих до 3 вес.% оксида никеля, индексируются только пики от кубического биксибиита In_2O_3 с преимущественной ориентацией (222) (рис. 2). Пики от соединений Ni не наблюдаются, что связано с формированием рентгеноаморфной фазы оксида никеля или частичным растворением ионов никеля в решетке оксида индия. В таких композициях наблюдается небольшое смещение дифракционного угла по рефлексу (222), что может быть связано с внедрением ионов никеля в решетку оксида индия из-за разницы в радиусах ионов In^{3+} (0.81 Å) и Ni^{2+} (0.69 Å).

Размер частиц, рассчитанный по формуле Дебая–Шеррера, в исследуемых композициях практически не зависит от содержания оксида никеля и составляет около 60 нм. Согласно результатам ТЕМ и энергодисперсионного картирования элементов In, O и Ni в композициях $\text{NiO-In}_2\text{O}_3$, на поверхности оксида индия после процедуры импрегнирования образуются сферические частицы оксида никеля размером до 20 нм (рис. 3). При этом, по данным EDX, некоторое количество никеля распределено в поверхностном слое частиц оксида индия.

Характерные изотермы адсорбции и десорбции азота при температуре 77 К в импрегнированных нанокomпозитах $\text{NiO-In}_2\text{O}_3$ представле-

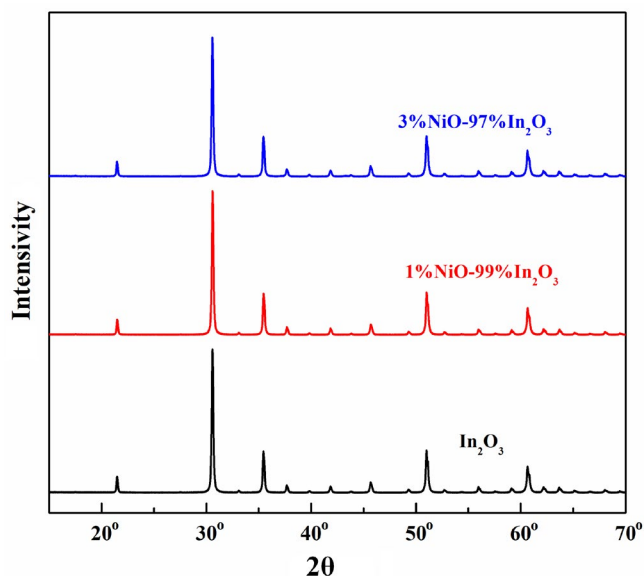


Рис. 2. XRD-спектры композитов $\text{NiO-In}_2\text{O}_3$, синтезированных методом импрегнирования, с различным содержанием оксида никеля.

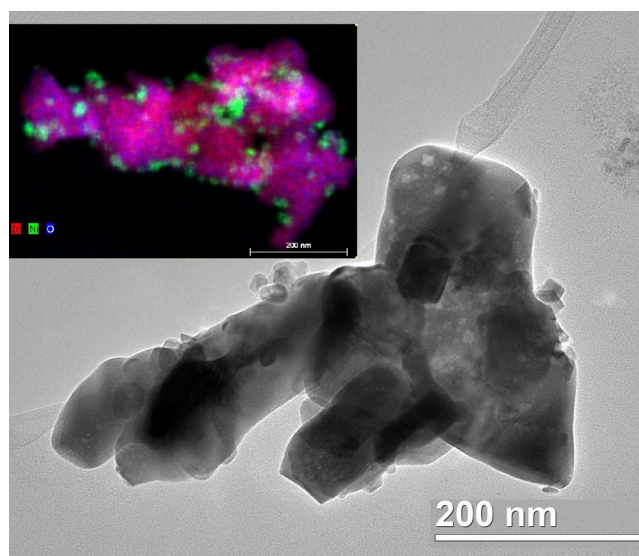


Рис. 3. ТЕМ-изображение и энергодисперсионное картирование элементов In, O и Ni (на вставке) композита, содержащего 3% NiO.

ны на рис. 4. Изотермы можно отнести ко II типу по классификации IUPAC [14, 15], характерному для непористых или макропористых образцов. Они практически идентичны для всех образцов, есть лишь небольшие различия в области относительных давлений, близких к единице, где происходит заполнение макропор.

Величина удельной поверхности $S_{\text{ВЕТ}}$ импрегнированных композитов практически не зависит от содержания оксида никеля и находится в области 5.1–5.6 м²/г. Такой вид изотерм

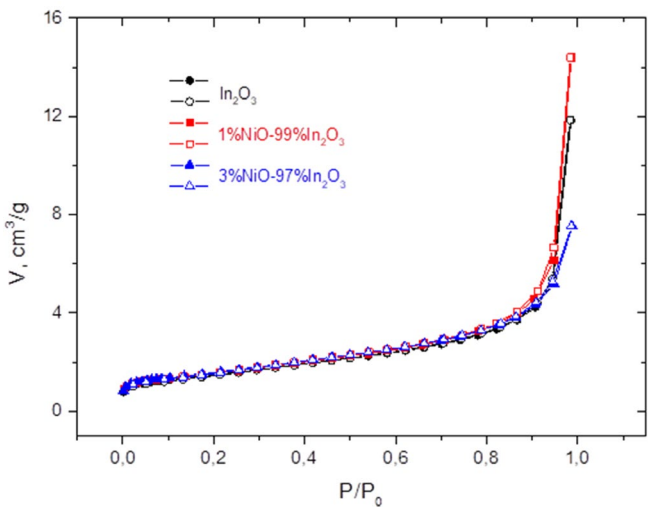


Рис. 4. Изотермы адсорбции (сплошные символы) и десорбции (незаполненные символы) азота при температуре 77 К в импрегнированных образцах NiO–In₂O₃.

и сравнительно небольшая величина удельной поверхности свидетельствуют об отсутствии в исследованных образцах как микропор, так и мезопористой структуры. Для сравнения: изотермы адсорбции в микропористом полимерном образце PIM-1 [20], представленные, например, в публикации [21], демонстрируют интенсивное поглощение адсорбата в области малых относительных давлений, что характерно для микропористых образцов и связано с адсорбцией в микропорах. Удельная поверхность $S_{\text{БЕТ}}$ для таких образцов очень высокая и достигает 850 м²/г [20].

Результаты позитронных измерений для композитов NiO–In₂O₃ представлены в табл. 1, где приводятся характеристики компонент аннигиляционного излучения: времена жизни

τ_j , интенсивности I_j этих компонент и радиусы пор, соответствующих третьей, позитрониевой компоненте (R_3). В исследованных образцах главным образом присутствуют позитроны первой группы, не образовавшие ортопозитроний ^3Ps и аннигилирующие либо свободно (компонента τ_1 , I_1), либо после захвата дефектами (τ_2 , I_2). Ортопозитрониевая компонента (τ_3 , I_3) имеет малую интенсивность (I_3), что соответствует сорбционным данным об отсутствии микропор.

Модель описания распределения не всегда дает однозначный результат, и окончательный выбор определяется достигнутой точностью подгонки. Кроме того, созданы математические программы, позволяющие генерировать спектры с выбранными при обработке параметрами и таким образом проверять точность описания [22].

Из табл. 1 следует, что наблюдаемое время жизни $\tau_1 = 350$ пс заметно превышает время, характерное для свободной аннигиляции позитронов в окислах металлов (≈ 200 пс [6–10]), что можно объяснить частичным вкладом в эту компоненту процесса аннигиляции на моновакансиях индия. Однако в условиях данного эксперимента с NiO–In₂O₃ нам не удалось надежно разложить компоненту τ_1 , I_1 на две составляющие. Кроме того, время жизни $\tau_2 \approx 600$ пс превышает продолжительность жизни позитронов в моновакансиях металлов. Поэтому рассматривалась и обрабатывалась картина захвата (и аннигиляции) позитронов вакансионными комплексами в наночастицах индия (компонента τ_2 , I_2) на фоне свободной аннигиляции нелокализованных позитронов — компонента τ_1 , I_1 .

Таблица 1. Времена жизни и интенсивности аннигиляции позитронов в наноструктурированных In₂O₃ и импрегнированных композитах NiO–In₂O₃ в атмосфере азота

Параметры	Образец			
	In ₂ O ₃ , воздух	In ₂ O ₃ , N ₂	1%NiO–99%In ₂ O ₃	3%NiO–97%In ₂ O ₃
τ_1 , нс	0.347±0.008	0.359±0.013	0.368±0.007	0.368±0.007
I_1 , %	84.10±5.26	84.80±9.93	92.68±2.67	92.71±3.05
τ_2 , нс	0.586±0.04	0.558±0.070	0.690	0.687±0.081
I_2 , %	15.60±5.25	14.91±9.92	6.66±4.24	6.93±3.04
τ_3 , нс	8.56±1.40	7.50±1.60	1.27±0.97	9.67±1.92
I_3 , %	0.30±0.02	0.29±0.03	0.65±1.62	0.36±0.03
R_3 , Å	6	4	—	6.5

Согласно этой картине, свободная аннигиляция со временем τ_1 в бездефектной матрице кристаллитов составляет основную долю (84–93%) процесса (табл. 1). Что касается вероятности аннигиляции позитронов в связанном состоянии, в дефекте, то она составляет $I_2 \approx 15\%$. Вообще говоря, импрегнирование может приводить к экранировке этих отрицательно заряженных центров катионами Ni^{2+} и, таким образом, частичному подавлению канала аннигиляции на поливакансиях индия. В результате интенсивность I_2 уменьшается до 6.9%.

Композиты $NiO-In_2O_3$ обладают электронным типом проводимости. В температурном интервале от 300 до 520°C сопротивление композитов постепенно снижается с повышением температуры сенсорного слоя, что характерно для полупроводников n -типа (см. рис. 5а). При этом с увеличением содержания оксида никеля в композитах сопротивление сенсорного слоя растет (см. рис. 5б).

Как отмечалось выше, ионы Ni могут в ходе синтеза внедряться в поверхностные слои оксида индия. Однако по данным ТЕМ и EDX в композите формируются аморфные наночастицы оксида никеля, которые находятся на поверхности наночастиц In_2O_3 (см. рис. 3). Эти контакты вследствие различия работ выхода наночастиц NiO (5.5 эВ) и In_2O_3 (4.3 эВ) приводят к переносу электрона между ними, что также вызывает увеличение сопротивления композита, поскольку

концентрации электронов в проводящих наночастицах In_2O_3 уменьшается (см. рис. 5б). При этом возможно также изменение концентрации катионных вакансий и их комплексов.

Это принципиально важно, так как катионные вакансии и их комплексы являются центрами захвата и аннигиляции позитронов, а изменение их концентрации может влиять на аннигиляционные характеристики. В самом деле, внедрение ионов никеля в поверхностные слои оксида индия может нейтрализовать часть вакансионных дефектов индия с характерным временем жизни позитронов $\tau_2 \approx 0.6$ нс. Кроме того, вакансии никеля по размеру меньше вакансий индия и должны характеризоваться более коротким временем жизни позитронов. Такие факторы могут изменить соотношение компонент (I_j, τ_j). В результате интенсивность компоненты I_2 будет уменьшаться с ростом содержания никеля в композиции.

Компонента τ_3 по продолжительности времен жизни связана с аннигиляцией ортопозитрония. В последней графе с использованием формулы (1) вычислены соответствующие радиусы пор (R_3). Таких пор мало: интенсивности соответствующих компонент I_3 не превышают долей процента, но в большинстве измерений выходят за пределы точности эксперимента. Таким образом, позитронные результаты (табл. 1) согласуются с сорбционными измерениями (рис. 4) относительно отсутствия микропори-

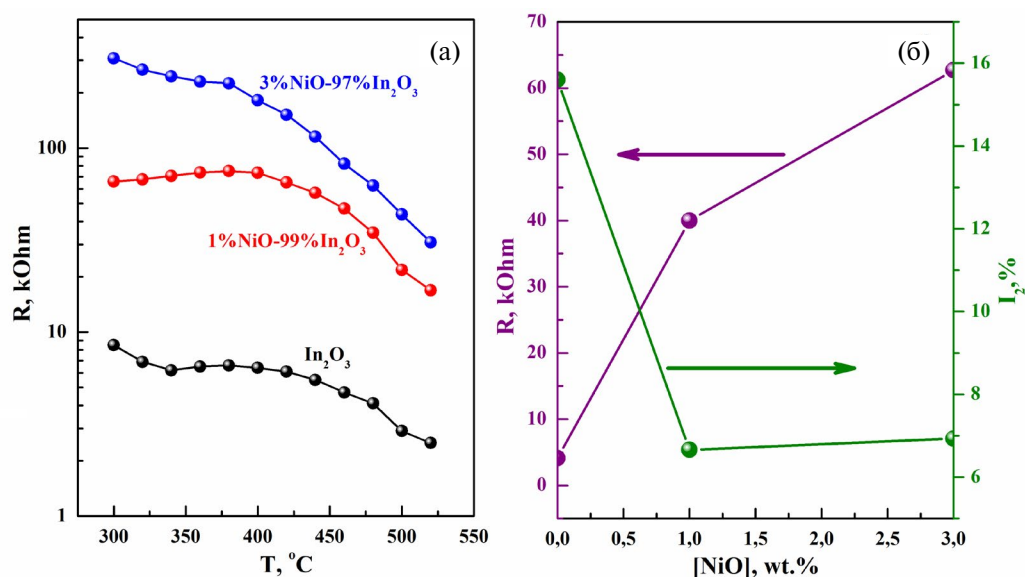


Рис. 5. Зависимости сопротивления композитов $NiO-In_2O_3$ от температуры (а) и концентрации NiO (б), а также зависимость I_2 от содержания в композитах оксида никеля.

стости исследованных окислов. Обнаруженная методом сорбции небольшая удельная поверхность, около 5 м²/г, относится, скорее всего, к внешней поверхности, включая поверхность макропор.

Если пренебречь образованием позитрония, то процесс аннигиляции в данном случае можно представить в виде двух ветвей, одна из которых относится к аннигиляции в бездефектной части твердого тела, а вторая — к захвату позитрона дефектом с последующей аннигиляцией. Этим процессам соответствуют скорости k_{f-a} , k_{c-d} и k_{d-a} . Исходя из сказанного выше нетрудно получить [7, 23, 24] зависимости от времени концентраций позитронов к моменту времени t

$$N_{p-f}(t) = \exp[-(k_{f-a} + k_{c-d})t], \quad (3)$$

$$N_{p-d}(t) = [k_{c-d}/(k_{f-a} + k_{c-d} - k_{d-a})]\{\exp(-k_{d-a}t) - \exp[-(k_{f-a} + k_{c-d})t]\}. \quad (4)$$

Здесь N_{p-f} — концентрация позитронов, не связанных с дефектами матрицы In_2O_3 , а N_{p-d} относится к позитронам, захваченным этими дефектами.

Из решений (3), (4) следует, что можно выделить две группы позитронов с временами жизни $\tau_1 = 1/(k_{f-a} + k_{c-d})$ и $\tau_2 = 1/k_{d-a}$, отвечающими гибели свободных и захваченных дефектами позитронов соответственно. В результате зависимость интенсивности аннигиляционного излучения от времени имеет вид

$$I(t) = I_1 \exp(-t/\tau_1) + I_2 \exp(-t/\tau_2), \quad (5)$$

что соответствует формуле (2) без учета функции разрешения установки. При этом $I_1 = 1 - I_2$ и $I_2 = k_{c-d}/(k_{f-a} + k_{c-d} - k_{d-a})$. Если значения τ_1 и τ_2 измерены, то скорость захвата позитронов дефектами

$$k_{c-d} = \mu C_d = (I_2/I_1)(k_{f-a} - k_{d-a}) = I_2(1/\tau_1 - 1/\tau_2). \quad (6)$$

Здесь μ — константа скорости захвата позитронов дефектами, C_d — концентрация дефектов и $k_{f-a} = 1/\tau_1 - k_{c-d}$. Отметим, что определенное выше время жизни τ_1 несколько укорочено по сравнению с временем жизни в бездефект-

ной среде за счет k_{c-d} . В итоге для оценки k_{c-d} получаем выражение (6), содержащее только экспериментальные данные (табл. 1).

С другой стороны, $\mu = 4\pi R_d D_+$, где R_d — радиус взаимодействия позитрона с дефектом, а D_+ — коэффициент диффузии теплового позитрона. Для оценки будем полагать $D_+ = 1$ см²/с [7]. Используя в качестве R_d де-Бройлевскую длину волны теплового позитрона, получаем

$$R_d = 2\pi\hbar/m_+ V_{th} = 60 \text{ \AA}, \quad (7)$$

где $V_{th} = 10^7$ см/с — скорость движения теплового позитрона, а m_+ — его масса. Тогда, используя полученные аннигиляционные характеристики (τ_1 , I_1 , τ_2 , I_2) для In_2O_3 из табл. 1 и формулу (6), получим оценку концентрации дефектов вакансионной природы для неимпрегнированного образца:

$$C_d^0 = \frac{k_{c-d}}{\mu} = \frac{k_{c-d}}{4\pi R_d D_+}, \quad (8)$$

что составляет $C_d^0 \approx 10^{14}$ см⁻³ и при выбранных выше значениях D_+ и R_d находится на нижнем пределе концентраций, доступных для эффективного изучения полупроводников методом аннигиляции позитронов [8].

Исходя из формул (6) и (8), ясно, что для образцов, содержащих NiO, количество дефектов C_d меняется пропорционально интенсивности I_2 : $C_d = C_d^0(I_2/I_2^0)$ ($I_2^0 = 15.6\%$, табл. 1). Например, при содержании NiO 3% имеем $I_2 = 6.93\%$, т.е. концентрация дефектов уменьшается до $0.4 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Очевидно, если выбрать значения D_+ и R_d меньше указанных выше, то оценка дала бы увеличение концентраций дефектов вакансионной природы. Оценка концентраций дефектов другими методами могла бы послужить проверкой корректности использования соотношения (8).

4. ВЫВОДЫ

Методом импрегнирования синтезированы наноструктурированные композиты NiO– In_2O_3 . По данным сорбционных экспериментов и аннигиляции позитронов, эти композиты не являются микропористыми. Как следует из проведенных экспериментов и более ранних измерений, метод PALS позволяет изучать в ис-

следованных материалах аннигиляцию не только атома позитрония в элементарных свободных объемах (нанопорах), но также аннигиляцию позитронов в отрицательно заряженных дефектах типа катионных вакансий и их комплексах. Изменение сопротивления образцов коррелирует с интенсивностью позитронной компоненты, связанной с аннигиляцией в точечных заряженных дефектах. Комбинация позитронных и сорбционных исследований с традиционными рентгеновским и электронно-микроскопическими методами дает возможность получить информацию, полезную для выяснения природы ряда функциональных свойств наноконпозиционных материалов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00037).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Walker J., Karnati P., Akbar S.A., Morris P.A. // Sens. Actuators B Chem. 2022. V. 355. P. 131242. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2021.131242>
2. Trakhtenberg L.I., Ikim M.I., Ilegbusi O.J., Gromov V.F., Gerasimov G.N. // Chemosensors 2023. V. 11(6). P. 320. <https://doi.org/10.3390/chemosensors11060320>
3. Kurmangaleev K.S., Ikim M.I., Bodneva V.L., Posvyanskii V.S., Ilegbusi O.J., Trakhtenberg L.I. // Sens. Actuators B Chem. 2023. V. 396. P. 134585. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2023.134585>
4. Ji Y., Zhang N., Xu J. et al. // Ceram. Int. 2023. V. 49(11). P. 17354. <http://doi.org/10.1016/j.ceramint.2023.02.103>
5. Shantarovich V.P. // J. Polym. Sci. B. 2008. V. 46(23). P. 2485. <https://doi.org/10.1002/polb.21602>
6. Tuomisto F., Makkonen I. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85(4). P. 1583. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.1583>
7. Krause-Rehberg R., Leipner H. Positron annihilation in semiconductors. Berlin: Springer, 1999.
8. Krause-Rehberg R. // PPS Proceedings of 15th International Conference on Positron Annihilation (ICPA-15). 2009. https://websrv.physik.uni-halle.de/F-Praktikum/talks/ICPA-15_ISPS_lecture_RKR.pdf
9. Biswas D., Das A.S., Kabi S. et al. // J. Alloys Compd. 2021. V. 864. P. 158395. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2020.158395>
10. Du K., Deng S.P., Qi N. et al. // Microporous and Mesoporous Mater. 2019. V. 288(5). P. 10952. <https://doi.org/10.1016/j.micromeso.2019.05.050>
11. Gregg S.J., Sing K.S.W. Adsorption, Surface Area and Porosity. / Academic Press, London, 1982. <https://doi.org/10.1002/bbpc.19820861019>
12. Brunauer S., Emmett P.H., Teller E. // J. Am. Chem. Soc. 1938. V. 60(2). P. 309. <https://doi.org/10.1021/ja01269a023>
13. Brunauer S., Emmett P.H. // J. Am. Chem. Soc. 1935. V. 57(9). P. 1754. <https://doi.org/10.1021/ja01312a503>
14. Sing K.S.W., Everett D.H., Haul R.A.W. et al. // Pure & Appl. Chem. 1985. V. 57. № 4. P. 603. <http://dx.doi.org/10.1351/pac198557040603>
15. Brunauer S., Deming L.S., Deming W.E., Teller E. // J. Amer. Chem. Soc. 1940. V. 62. P. 1723. <https://doi.org/10.1021/JA01864A025>
16. Sen P., Patro A.P. // Nuovo Cimento B. 1969. V. 64. P. 324. <https://doi.org/10.1007/BF02711014>
17. Gerasimov G.N., Ikim M.I., Gromov V.F., Ilegbusi O.J., Trakhtenberg L.I. // J. Alloys Compd. 2021. V. 883. P. 160817. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.160817>
18. Tao S.J. // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. P. 5499. <https://doi.org/10.1063/1.441776>
19. Kirkegaard P., Eldrup M., Mogensen O.E., Pedersen N.J. // Comp. Phys. Comm. 1981. V. 23. №3. P. 307. [http://doi.org/10.1016/0010-4655\(81\)90006-0](http://doi.org/10.1016/0010-4655(81)90006-0)
20. Budd P.M., Ghanem B.S., Makhseed S., McKeown N.B., Msayiba K.J., Tattershall C.E. // Chem. Commun. 2004. № 2. P. 230. <http://doi.org/10.1039/B311764B>
21. Muntha S.T., Shaheen N., Siddiq M., Khan A., Fazal T. // J. Membrane Science and Research. 2021. № 7. P. 85. <https://doi.org/10.22079/jmsr.2020.123596.1360>
22. Shantarovich V.P., Novikov Yu.A. // Russ. J. Phys. Chem. B. 2023. V. 17(3). P. 624. <https://doi.org/10.1134/S1990793123030119>
23. Nieminen R.M., Manninen M.J. Positrons in Imperfect Solid: Theory. // Positrons in solids. / Ed. by P. Hautojarvi. Berlin: Springer-Verlag, 1979. P. 145. https://doi.org/10.1007/978-3-642-81316-0_4
24. Dupasquier A., Mills A.P. Positron spectroscopy in solids. Amsterdam: IOS Press, 1995.

УДК: 532.55

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЗОСОДЕРЖАНИЯ В ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ ПО ВЕЛИЧИНЕ ПАДЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В ПОТОКЕ ПРИ ЕЕ ДВИЖЕНИИ

©2024 г. Е. Г. Лебедева^{а,*}

*^аИнститут судостроения и морской арктической техники Северного Арктического федерального университета
им. М.В. Ломоносова
Россия, 164500, Северодвинск, Архангельская обл., ул. Капитана Воронина, 6
e-mail: eg.lebedeva@narfu.ru

Поступила в редакцию 06.03.2024 г.

После доработки 07.03.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

При движении по участку трубопровода двухфазной смеси затрачивается энергия. Энергетические затраты на транспорт потока определяются падением давления и объемным расходом смеси. Показана зависимость потерь давления при транспортировке двухфазного потока от объемного и массового газосодержания. Представлен способ определения газосодержания в двухфазном потоке в зависимости от величины потерь давления на трение. Представлены основные расчетные данные для оценки газосодержания в двухфазном потоке в зависимости от величины потери давления на транспортировку двухфазного и аналогичного по массовому расходу однофазного потока. Представлена модель экспериментальной установки в виде участка трубопровода с пьезометрами для определения потерь давления на трение, предназначенная для определения в потоке содержания примеси газа. При определении потери давления использована гомогенная модель двухфазной смеси как наиболее подходящая при малом содержании газа (пара) в потоке жидкости. В статье также приводится принципиальная схема стенда, применяемая для изучения двухфазных потоков в лабораторных условиях.

DOI: 10.31857/S0032816224060177 EDN: EKDXWE

1. ВВЕДЕНИЕ

Двухфазные потоки распространены во многих областях техники [1]. Изучение свойств, характеристик и режимов течения двухфазных потоков является актуальной задачей, так как устойчивость работы технологического, энергетического, вспомогательного оборудования и других устройств, их надежность и долговечность зависят от поддержания определенных характеристик двухфазного потока и режимов течения [2].

Исследование двухфазного потока показывает, что существует ряд особенностей, влияющих на технологические процессы [3]. При этом математическое описание течения

двухфазных сред встречает большие затруднения, что связано со сложностью структуры этих потоков [4].

Лабораторная установка и способ определения газо- и паросодержания, описанные в данной работе, созданы для наглядной демонстрации студентам образования различных режимов двухфазной среды и изучения ее свойств и характеристик при различных скоростях движения и в зависимости от содержания газовой или паровой фазы. Эта установка позволяет изучить законы движения двухфазной среды на основе применения физической гомогенной модели [5].

При движении однофазного и двухфазного потоков в трубопроводах потери энергии на прямых участках обусловлены потерями на трение.

Известно, что примеси газа в потоке жидкости увеличивают сопротивление на трение, что обусловлено ростом тангенциальных напряжений в двухфазном потоке. При изменении режима течения двухфазной среды также происходит изменение затрат энергии. Сами режимы течений в двухфазных средах также зависят от газопаросодержания в потоке жидкости. Таким образом, режим течения двухфазного потока зависит не только от скорости транспортировки, но и от соотношения фаз в смеси. С увеличением газосодержания или паросодержания в потоке жидкости происходит увеличение потерь на трение по линейному закону [6]. Таким образом, потери давления на трение можно определить теоретически в зависимости от содержания газа.

При проведении некоторых технологических процессов является важной оценка содержания примесей пара или газа в потоке жидкости. Существуют различные виды течений двухфазного потока в зависимости от количества примесей и от ориентации труб в пространстве [6]. Например, характерными для горизонтальных участков трубопроводов в зависимости от содержания газа бывают расслоенный, волновой, пузырьковый, снарядный, эмульсионный, дисперсно-кольцевой виды течения. В восходящем вертикальном канале в двухфазном потоке наблюдаются пузырьковый, снарядный, эмульсионный и дисперсно-кольцевой виды течения.

Для создания упрощенной модели движения смеси по трубопроводу предположим, что в двухфазной смеси в канале отсутствует скольжение фаз друг относительно друга, т.е. при транспортировке двухфазной смеси с газосодержанием будем исходить из предположения, что скорости обеих фаз равны друг другу. Таким образом, для проведения теоретического исследования воспользуемся гомогенной физической моделью двухфазного потока. Данная модель может быть использована при условии малого содержания примеси газа (пара) в потоке [7].

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ДВИЖЕНИИ СМЕСИ ЖИДКОСТИ И ГАЗА ПО УЧАСТКУ ТРУБОПРОВОДА

Обозначим объемное газосодержание φ , его можно определить по формуле

$$\varphi = \frac{Q''}{Q_{\text{см}}},$$

где Q'' — усредненное по времени значение объемного расхода газа, $Q_{\text{см}} = Q' + Q''$ — усредненное по времени значение объемного расхода смеси, Q' — объемный расход жидкости. Понятно, что для чистой жидкости без примеси газа можно считать, что $\varphi = 0$.

Режим течения, при котором воздушная фаза распределена по всему сечению канала, характерен для небольшого значения объемного газосодержания. И, как оговорено ранее, к такому состоянию смеси можно отнести пузырьковый, пенный или эмульсионный режимы.

Полный перепад давления в направлении оси горизонтального канала постоянного сечения для одномерного двухфазного потока в соответствии с данными, приведенными в работе [7], можно определить в общем виде в соответствии с уравнением

$$-\frac{dp_{\text{см}}}{dx} = \frac{G_{\text{см}}}{S} \frac{d(v''k + v'(1-k))}{dx} + \frac{4\tau_{\text{см}}}{d_{\text{вн}}}, \quad (1)$$

где $\tau_{\text{см}}$ — касательное напряжение на внутренней стенке трубопровода при течении смеси жидкости и газа, $G_{\text{см}}$ [кг/с] — расход смеси жидкости и газа, $d_{\text{вн}}$ [м] — внутренний диаметр канала, v [м/с] — скорость движения жидкой фазы, v'' [м/с] — скорость движения газовой фазы, k — массовое расходное газосодержание, которое можно определить как отношение расхода газа к общему расходу смеси:

$$k = \frac{G''}{G_{\text{см}}}.$$

Значение массового расхода смеси $G_{\text{см}} = G'' + G'$ можно выразить через массовый расход газовой и жидкостной фаз: $G'' = \rho''Q''$ и $G' = \rho'Q'$, $\rho_{\text{см}}$ [кг/м³] — плотность смеси, которую можно определить, зная исходные плотности газовой и жидкой фаз ρ'' и ρ' соответственно по формуле

$$\rho_{\text{см}} = (\rho''\varphi + \rho'(1-\varphi)).$$

Для двухфазного потока в уравнении (1) каждое слагаемое отвечает за вклад определенных силовых факторов при движении смеси по участку трубопровода. Первое слагаемое правой части уравнения (1) отражает потери давления, имеющие место вследствие ускорения потока, зависящие от массового содержания газа k ,

либо с изменением площади поперечного сечения канала S . При отсутствии теплообмена в канале постоянного сечения этим слагаемым уравнения (1) можно пренебречь.

Оставшееся (второе) слагаемое в правой части уравнения (1) при условии отсутствия теплообмена выражает потери давления на трение, обусловленные касательными напряжениями на стенке трубопровода $\tau_{\text{см}}$:

$$-\frac{dp_{\text{см}}}{dx} = \frac{4\tau_{\text{см}}}{d_{\text{вн}}}.$$

С учетом отсутствия в потоке жидкости газовой фазы из последнего уравнения легко получить перепад давления по длине для однофазного потока жидкости:

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{4\tau}{d_{\text{вн}}}. \quad (2)$$

Далее аналогичными преобразованиями будем получать все выражения для однофазной жидкости при условии отсутствия в потоке газовой фазы, т.е. при $\varphi = 0$ или $k = 0$.

После преобразования формул (1) и (2) получаем

$$-dp_{\text{см}} = \frac{4\tau_{\text{см}}}{d_{\text{вн}}} dx,$$

$$-dp = \frac{4\tau}{d_{\text{вн}}} dx.$$

Падение давления на участке трубопровода длиной L при движении двухфазной смеси между сечениями 1–1 и 2–2 можно определить следующим образом:

$$\Delta p_{\text{тр.см}} = p_{1\text{см}} - p_{2\text{см}} = \frac{4\tau_{\text{см}}}{d_{\text{вн}}} L,$$

где $\Delta p_{\text{тр.см}}$ – разность давлений в первом и последующем сечениях на расстоянии L друг от друга, равная потере давления за счет присутствия сил трения, следовательно, касательных напряжений $\tau_{\text{см}}$.

Аналогично запишем для однофазной жидкости

$$\Delta p_{\text{тр}} = p_1 - p_2 = \frac{4\tau}{d_{\text{вн}}} L.$$

Считаем, что первоначальное давление $p_{1\text{см}} = p_1$ (как для однофазной, так и для двухфазной жидкостей), оно определено в сечении 1–1.

Давления, определенные в конечном сечении 2–2 для двухфазной и однофазной сред, не равны друг другу ($p_{2\text{см}} \neq p_2$), причем, согласно теории, приведенной в работе [7], $p_{2\text{см}} < p_2$ ввиду возрастающих в двухфазном потоке касательных напряжений, см. рис. 1.

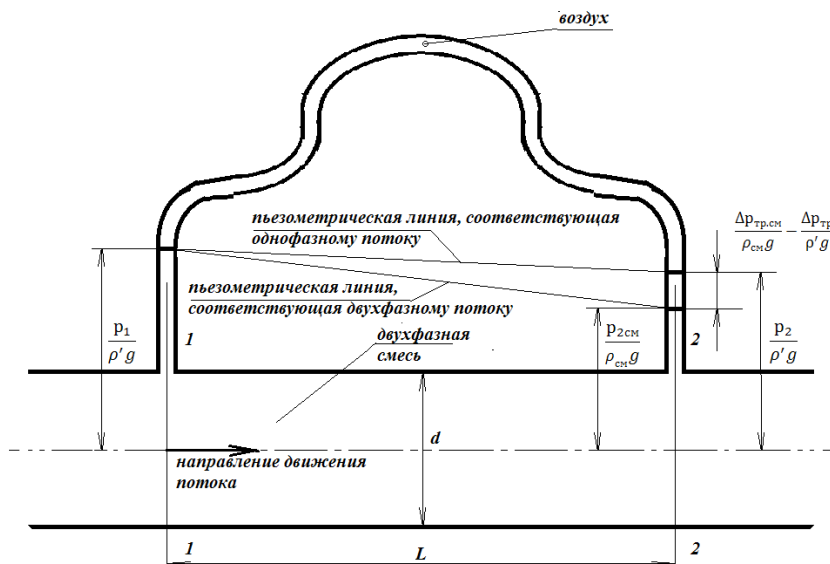


Рис. 1. Схема экспериментального участка, предназначенного для определения падения давления в результате жидкостного трения при движении двухфазного потока и аналогичного по расходу однофазного потока.

Для определения и расчета касательных напряжений $\tau_{\text{см}}$ в общем случае (как для однофазной, так и для двухфазной жидкости) при движении по участку трубопровода наиболее простой и понятный результат расчета касательных напряжений $\tau_{\text{см}}$ дает применение гомогенной модели, при которой не существует разности между скоростями движения фаз. Другими словами: предположим, что скорости движения жидкой и газовой фаз одинаковы, и скорость движения смеси может быть определена также, как равная им: $v'' = v' = v_{\text{см}}$. Двухфазный смешанный поток будем рассматривать как однородный поток жидкости плотностью $\rho_{\text{см}}$ и средней скоростью течения $v_{\text{см}}$. Для этого определим взаимосвязь объемного $\varphi = \frac{Q''}{Q_{\text{см}}}$ и массового $k = \frac{G''}{G_{\text{см}}}$ содержаний газа [7]:

$$\varphi = \frac{k}{k + \frac{\rho''}{\rho'}(1 - k)}.$$

Зная зависимость объемного газосодержания φ от массового k , выразим плотность смеси через массовое газосодержание:

$$\rho_{\text{см}} = \frac{\rho'}{\left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1\right)k + 1}.$$

Для определения значения касательных напряжений $\tau_{\text{см}}$ воспользуемся условием равновесия объема смеси в прямолинейном участке круглой трубы между сечениями 1–1 и 2–2. Сила, возникающая со стороны смеси жидкости и газа в трубе, определяется выражением $\Delta p_{\text{тр.см}} \frac{\pi d_{\text{вн}}^2}{4}$. Данная сила уравнивается со стороны стенок канала распределенными касательными напряжениями на участке трубы длиной L :

$$\Delta p_{\text{тр.см}} \frac{\pi d_{\text{вн}}^2}{4} = \tau_{\text{см}} \pi d L.$$

Из равенства сил определим, что

$$\tau_{\text{см}} [\text{Па}] = \frac{\Delta p_{\text{тр.см}} d_{\text{вн}}}{4 L}$$

и, соответственно, для однофазного потока

$$\tau [\text{Па}] = \frac{\Delta p_{\text{тр}} d_{\text{вн}}}{4 L}.$$

Используя известную из курса гидравлики [8] общепринятую формулу, запишем для двухфазной и однофазной жидкостей соответственно

$$\Delta p_{\text{тр.см}} [\text{Па}] = p_{1\text{см}} - p_{2\text{см}} = \frac{\lambda_{\text{см}} L}{d_{\text{вн}}} \rho_{\text{см}} \frac{v_{\text{см}}^2}{2},$$

$$\Delta p_{\text{тр}} [\text{Па}] = p_1 - p_2 = \frac{\lambda L}{d_{\text{вн}}} \rho' \frac{v_0^2}{2}.$$

В последнем выражении $\lambda_{\text{см}}$ и λ — коэффициенты гидравлического трения двухфазной смеси и однофазной жидкости, которые могут быть определены по формулам [8] для соответствующего режима течения.

Скорость двухфазного потока определяется через массовый расход смеси, плотность смеси и площадь сечения трубы S :

$$v_{\text{см}} = \frac{G_{\text{см}}}{\rho_{\text{см}} S}.$$

Скорость однофазного потока обозначим через v_0 . Данная скорость определяется при известном массовом расходе однофазной жидкости G' , площади сечения канала S и плотности однофазного потока в канале ρ' :

$$v_0 = \frac{G'}{\rho' S}.$$

Очевидно, что эти скорости связаны друг с другом, и при одинаковом массовом расходе смеси и однофазного потока $G_{\text{см}} = G'$ в случае роста газовой фазы мы получим увеличение скорости $v_{\text{см}}$ относительно v_0 . Взаимосвязь между скоростями можно установить, поделив уравнения для определения скоростей:

$$v_{\text{см}} = \frac{\rho'}{\rho_{\text{см}}} v_0 = \frac{\rho'}{\left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1\right)k + 1} v_0 = \left(\left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1\right)k + 1\right) v_0.$$

Подставив в последние выражения (с учетом гомогенности физической модели смеси плотностью $\rho_{\text{см}}$ и скоростью $v_{\text{см}}$), получим для двухфазного потока

$$\begin{aligned} \tau_{\text{см}} [\text{Па}] &= \frac{\lambda_{\text{см}} \rho_{\text{см}} v_{\text{см}}^2}{4} = \frac{\lambda_{\text{см}}}{4} \frac{\rho'}{\left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1\right)k + 1} \frac{v_{\text{см}}^2}{2} = \\ &= \frac{\lambda_{\text{см}}}{4} \rho' \frac{v_0^2 \left(\left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1\right)k + 1\right)}{2} \end{aligned}$$

Для однофазного потока касательные напряжения определяются формулой

$$\tau[\text{Па}] = \frac{\lambda}{4} \frac{\rho' v_0^2}{2}.$$

Для определения коэффициента гидравлического трения $\lambda_{\text{см}}$ при различных режимах течения можно пользоваться такими же формулами, как и для однофазного потока [9]. Коэффициент гидравлического трения зависит от числа Рейнольдса и его можно приближенно определить по скорости v_0 :

$$\text{Re}_{\text{см}} = \frac{\rho' v_0 d_{\text{вн}}}{\mu'}.$$

При турбулентном течении и средней скорости жидкости, характерной для промывочного потока, коэффициент гидравлического трения будет определяться по формулам для переходных труб, т. е. по формуле Альтшуля [4] с учетом шероховатости $\Delta_{\text{ш}}$:

$$\lambda_{\text{см}} = 0.11 \left(\frac{\Delta_{\text{ш}}}{d_{\text{вн}}} + \frac{68}{\text{Re}_{\text{см}}} \right)^{0.25}.$$

Таким образом, определение потерь давления на трение на участке трубопровода длиной L в зависимости от содержания в двухфазном потоке газа определяется формулой

$$\Delta p_{\text{тр.см}} = \frac{0.11 \left(\frac{\Delta_{\text{ш}}}{d_{\text{вн}}} + \frac{68}{\text{Re}_{\text{см}}} \right)^{0.25}}{d_{\text{вн}}} \times \\ \times \rho' \frac{v_0^2 \left(\left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) k + 1 \right)}{2} L.$$

Соответственно, для однофазного потока

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{0.11 \left(\frac{\Delta_{\text{ш}}}{d_{\text{вн}}} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0.25}}{d_{\text{вн}}} \rho' \frac{v_0^2}{2} L.$$

Найдем отношение $\Delta p_{\text{тр.см}} / \Delta p_{\text{тр}}$ при условии, что $\lambda_{\text{см}} \approx \lambda$.

Обозначим через β безразмерную характеристику потерь двухфазного потока, приведенную к потерям аналогичного по скорости однофазного потока, которая зависит только от массового газосодержания k :

$$\beta = \frac{\Delta p_{\text{тр.см}}}{\Delta p_{\text{тр}}} = \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) k + 1.$$

Значение массового газосодержания в двухфазной смеси ограничено в пределах $0 \leq k \leq 1$, при этом теоретически число β будет меняться в значительном диапазоне $\left(1 \leq \beta \leq \frac{\rho'}{\rho''} \right)$. Например, при $\beta = \frac{\Delta p_{\text{тр.см}}}{\Delta p_{\text{тр}}} = 1$ имеем $k = 0$.

Получим формулу для определения массового газосодержания k в зависимости от:

$$k = \frac{\beta - 1}{\frac{\rho'}{\rho''} - 1} = \frac{\frac{\Delta p_{\text{тр.см}}}{\Delta p_{\text{тр}}} - 1}{\frac{\rho'}{\rho''} - 1}.$$

Для двухфазных потоков, состоящих из смеси жидкости и газа, последнюю формулу можно преобразовать с учетом уравнения состояния $\rho'' = \frac{p}{R_m T}$, где R_m — газовая постоянная, T — температура, p — внешнее давление в жидкости:

$$k = \frac{\beta - 1}{\frac{\rho' R_m T}{p} - 1} = \frac{\frac{\Delta p_{\text{тр.см}}}{\Delta p_{\text{тр}}} - 1}{\frac{\rho' R_m T}{p} - 1}.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЗОСОДЕРЖАНИЯ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ В ТРУБОПРОВОДЕ

Теоретическое определение содержания газа в двухфазном потоке по потерям давления представлено в табл. 1. Расчеты представлены для участка трубопровода длиной $L = 1$ м с внутренним диаметром Ду50, массовым расходом 6 кг/с и средней скоростью однофазного потока, определенной по формуле $v_0 = \frac{G'}{\rho' S}$. В качестве основного однофазного потока взята вода, в качестве газовой фазы — воздух. Физические свойства (плотность и вязкость) воды и воздуха определяются при температуре 20°C и при давлении в потоке $p = 4 \cdot 10^5$ Па [10]. Коэффициент гидравлического трения определяется по формуле Альтшуля, где коэффициент шероховатости $\Delta_{\text{ш}} = 0.15$ мм [9] определяется для новых стальных бесшовных труб.

Из анализа полученных в таблице данных, ясно, что при $\beta = \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{\rho'}{\rho''} = 210$ массовое и объемное

Таблица 1. Определение газосодержания в двухфазном потоке по потерям давления

Наименование величины	Номер расчета						
	1	2	3	4	5	6	7
Массовый расход однофазного потока (воды) G' , кг/с	—	—	—	6	—	—	—
Средняя скорость однофазного потока, м/с	—	—	—	3.06	—	—	—
Потери давления на трение $\Delta p_{тр}$, Па	—	—	—	2496	—	—	—
$\beta = \Delta p_{тр.см} / \Delta p_{тр}$	1	1.05	1.2	1.45	1.65	1.75	1.85
Массовое содержание газа, k	0	0.0002	0.0009	0.0021	0.0031	0.0036	0.0041
Объемное содержание газа, ϕ	0	0.048	0.167	0.312	0.396	0.431	0.461

газосодержания равняются 1, т.е. присутствует одна только газовая фаза.

Как показано в табл. 1, при полном отсутствии воздуха ($\phi = 0$) в потоке пьезометрические линии (см. рис. 1) должны совпадать. По мере увеличения перепада между пьезометрическими линиями происходит рост содержания газа в потоке смеси. Потери давления $\Delta p_{тр}$ определяются для определенного массового расхода G' . Полученные данные удобно представить в виде графика зависимости содержания газа ϕ и k от $\beta = \frac{\Delta p_{тр.см}}{\Delta p_{тр}}$.

График зависимости массового и объемного газосодержания от β представлен на рис.2.

Данные теоретические рассуждения можно использовать при создании опытного стенда для изучения двухфазной среды в виде пароводяной и водовоздушной смесей, нефтяной эмульсии.

Экспериментальный стенд, предназначенный для изучения характеристик и свойств двухфазных сред, приведен на рис. 3.

4. ПРОЦЕДУРА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА НА СТЕНДЕ

Стенд, представленный на рис. 3, содержит участок 10, предназначенный в совокупности

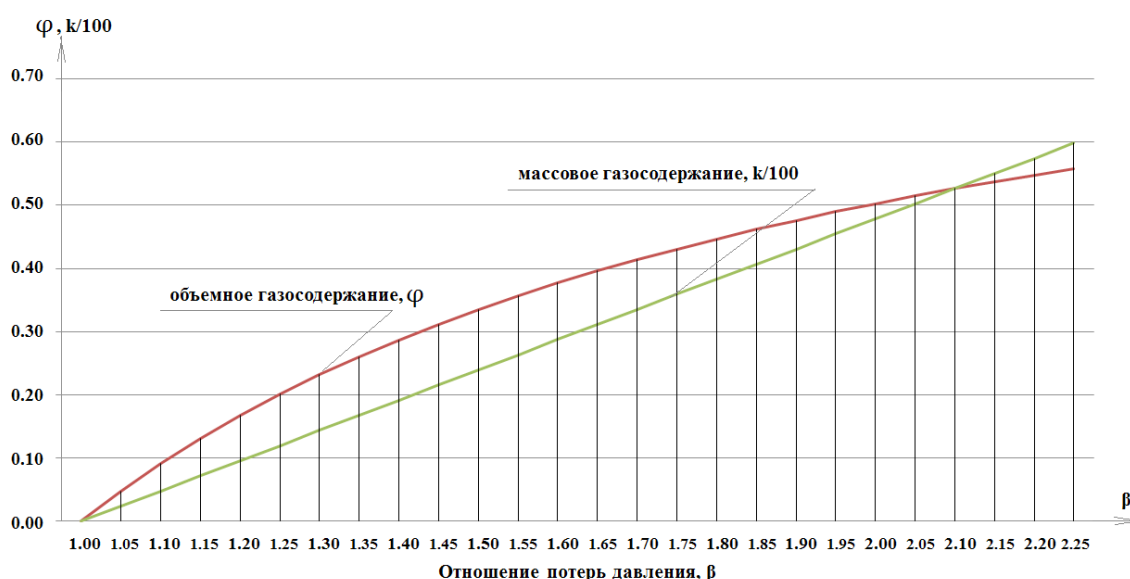


Рис. 2. Графики определения объемного $\phi = f_1(\beta)$ и массового $k = 100 f_2(\beta)$ газосодержания по отношению к потерям давления на трение в двухфазной смеси (вода+воздух) и однофазной жидкости (вода).

с расходомером 2 и манометром 9 для измерения содержания газа в потоке двухфазной среды. Участок 11 содержит визуальный трубопровод, нисходящие, горизонтальные и восходящие части трубопроводов и т.д., предназначенные для изучения режимов течения двухфазной среды.

Расходный бак 8 предварительно заполняется водой через трубопровод 12. Насосом 3 вода подается в ветку а при закрытом клапане 15 ветки б. Ветка а представляет собой участок с котлом 1, в котором происходит подогрев воды с выделением в ней паровой фазы. Регулирование подачи воды производится дроссельным клапаном 14.

Ветка б содержит струйный аппарат 5, который забирает воду из расходного бака 8 при полностью закрытом дроссельном клапане 14 и закрытом клапане 4 ветки а. Струйный аппарат осуществляет забор воды под действием разряжения, достигаемого в камере смешения аппарата под действием вдуваемого воздуха б.

Таким образом, экспериментальный стенд содержит два участка для создания двухфазной смеси: ветка а — пароводяная смесь, ветка б — воздушно-водяная смесь. Далее смесь по трубопроводу 7 направляется на участок 10, где регистрируется падение напора. При известном давлении (которое определяется по манометру 9) определяются справочные плотности фаз ρ' и ρ'' . Расходомер 2 фиксирует объемный расход жидкостной фазы Q' , и при известной температуре воды в баке можно определить массовый

расход жидкости G' . Далее определяется средняя скорость двухфазного потока v_0 . При известной скорости однофазного потока легко определить падение давления на трение на участке 10 в однофазной жидкости по формуле

$$\Delta p_{\text{тр}} = \frac{0.11 \left(\frac{\Delta_{\text{ш}}}{d_{\text{вн}}} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0.25}}{d_{\text{вн}}} \rho' \frac{v_0^2}{2} L.$$

По манометру 9 определяется давление p_1 . Разница между давлениями p_1 и $p_{2\text{см}}$ определяет $\Delta p_{\text{тр.см}}$:

$$\Delta p_{\text{тр.см}} = p_1 - p_{2\text{см}}.$$

Далее находится отношение $\beta = \frac{\Delta p_{\text{тр.см}}}{\Delta p_{\text{тр}}}$ и определяется газосодержание.

При известном газосодержании (паросодержании) можно далее проводить изучение характеристик двухфазного потока на участке исследования 11.

В баке 8 происходит выделение газовой (паровой) фазы в атмосферу через воздушную трубу 13. Пополнение запасов воды производится через трубопровод 12 до нужного уровня.

При известном количестве воздуха, подаваемом по каналу б, уточняем границы применимости физической модели гомогенной двухфазной среды по объемному и массовому газосодержанию.

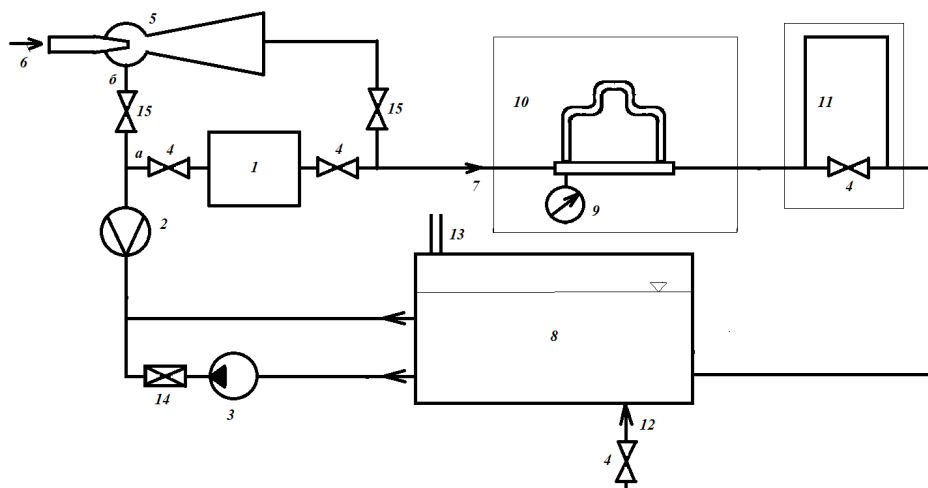


Рис. 3. Схема экспериментального стенда, предназначенного для изучения поведения двухфазных сред: 1 — паровой котел, 2 — расходомер, 3 — насос; 4, 15 — клапаны, 5 — эжектор, 6 — воздух, 7 — двухфазная смесь, 8 — расходный бак, 9 — манометр, 10 — участок определения потерь напора, 11 — участок наблюдения, 12 — подача/слив воды, 13 — воздушная трубка, 14 — регулирующий подачу клапан (дроссельный).

5. ВЫВОДЫ

Разработанный метод определения газо- и паросодержания по потере давления в двухфазном потоке позволяет проверить границы применимости физической гомогенной модели двухфазной среды, уточнить способы определения газо- и паросодержания в смешанном потоке. Описанный на рис. 3 стенд можно использовать для получения двухфазных потоков, изучения их режимов, определения их свойств и характеристик двухфазного потока в учебных лабораториях института судостроения и морской арктической техники САФУ при подготовке будущих специалистов предприятий судостроительной отрасли и ОПК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ганчев Б.Г., Калишевский Л.Л., Демешев Р.С. и др. Ядерные энергетические установки: Учеб. пособие для вузов / Под общ. ред. Н. А. Доллежале. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Чисхолм Д. Двухфазные течения в трубопроводах и теплообменниках. М.: Недра, 1986.
3. Фисенко В.В., Бильдер З.П., Ивахненко И.А., Мамалыгин Ю.П. // Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт. 1982. №3. С. 156.
4. Гальперин Н.И. Основные процессы и аппараты химической технологии. М.: Химия, 1981.
5. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972.
6. Кордон М.Я., Симакин В.И., Горешник И.Д. Гидравлика: Учебное пособие. Пенза: Пензенский государственный университет, 2005.
7. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Двухфазные течения в элементах теплоэнергетического оборудования. М.: Энергоатомиздат, 1987.
8. Башта Т.М., Руднев С.С., Некрасов Б.Б. и др. Гидравлика, гидромашины и гидроприводы: Учебник. М.: Машиностроение, 1982.
9. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1992.
10. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А. и др. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.082.79 + 539.1.074.3 + 539.1.075

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

© 2024 г. И. С. Александров^{a,b}, А. В. Лукьяшин^{a,c}, А. В. Хромов^a, А. В. Шакиров^{a,*}

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

^bНациональный исследовательский Томский политехнический университет

Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

^cМИРЭА — Российский технологический университет

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78

*e-mail: shalexey91@mail.ru

Поступила в редакцию 05.04.2024 г.

После доработки 29.06.2024 г.

Принята к публикации 27.07.2024 г.

Описана лабораторная экспериментальная установка на основе сцинтилляционных детекторов, которая используется в учебном процессе в НИЯУ МИФИ. Установка предназначена для изучения методов исследования характеристик сцинтилляторов, а также работы кремниевого фотоэлектронного умножителя. Показаны результаты измерения спектров от образцовых источников гамма-излучения с использованием различных сцинтилляторов, проведена калибровка и дана оценка энергетического разрешения детекторов.

DOI: 10.31857/S0032816224060183 EDN: EKBZAB

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время благодаря прогрессу в области создания новых материалов и фотосенсоров сцинтилляционный метод остается одним из самых доступных для детектирования и спектроскопии широкого спектра излучений. Сцинтилляционные детекторы применяются в современных экспериментах в физике элементарных частиц, астрофизике и космофизике. Кроме фундаментальных исследований, детекторы данного класса широко востребованы для решения актуальных прикладных задач в промышленности, геологии, медицине и т.д.

Принцип работы сцинтилляционного детектора состоит в следующем: прохождение заряженной частицы через вещество приводит к появлению возбужденных атомов и молекул. При переходе из возбужденного состояния в основное атомы (молекулы) испускают фотоны с длиной волны в диапазоне видимого, ультрафиолетового или инфракрасного излучения. Этот механизм называется сцинтилляцией. Фотоны, в свою очередь, регистрируются при

помощи светочувствительных устройств: вакуумных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), полупроводниковых фотодиодов или микроканальных пластин (МКП). Нейтральные же частицы (гамма-кванты, нейтроны и нейтрино) регистрируются по вторичным заряженным частицам (электронам, позитронам, протонам и ядрам отдачи, осколкам деления), образующимся при взаимодействии нейтральных частиц с атомами сцинтиллятора.

Ниже перечислены основные характеристики, используемые для выбора сцинтилляторов.

1. Удельный световыход — количество испускаемых фотонов на единицу поглощенной энергии. Чем больше световыход, тем выше эффективность регистрации детектора.

2. Время высвечивания — это время, в течение которого интенсивность сцинтилляции падает в e раз. Чем меньше время высвечивания, тем выше быстродействие детектора.

3. Длина волны в максимуме излучения. Чем сильнее спектр излучения перекрывается

со спектральной чувствительностью используемого фотоприемника, тем выше эффективность регистрации.

4. Показатель преломления. Чем ближе показатель преломления сцинтиллятора к показателю преломления входного окна фотоприемника, тем выше эффективность регистрации.

5. Плотность. Чем выше плотность сцинтиллятора, тем больше энергии теряется частицей в результате взаимодействия, что приводит к большему полному числу регистрируемых фотонов и повышению эффективности регистрации.

6. Гигроскопичность. Гигроскопичный сцинтиллятор приходится заключать в герметичную оболочку, что повышает порог регистрации.

Сцинтилляторы делятся на неорганические и органические. Неорганические сцинтилляторы, как правило, имеют высокий световой выход, но относительно большое время высвечивания. Органические сцинтилляторы обычно быстрее (время высвечивания $\tau \sim 10^{-9}$ с), но обладают меньшим световыходом.

Выбор сцинтиллятора определяется конкретной решаемой задачей. Например, высокий атомный номер и высокая плотность неорганических сцинтилляторов делает их востребованными для гамма-спектроскопии, тогда как органические сцинтилляторы часто предпочтительнее использовать для проведения временных измерений, бета-спектроскопии и обнаружения быстрых нейтронов (из-за содержания в них водорода).

В работе исследуются образцы цилиндрической формы с габаритными размерами $\varnothing 10 \times 10$ мм² наиболее современных неорганических сцинтилляторов (LYSO, LaBr₃, GAGG), применяемых в промышленности, медицине и физике элементарных частиц.

1. LYSO (Ce) — ортосиликат лютеция-иттрия, легированный церием (Lu₂SiO₅: Ce). Это относительно новый сцинтилляционный кристалл с высокой плотностью и световыходом, коротким временем затухания и хорошими характеристиками радиационной стойкости. Благодаря своим характеристикам данный сцинтиллятор используется в позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), каротаже скважин, гамма-спектроскопии, физике высоких энергий. Отличительной особенностью сцинтиллятора

LYSO в сравнении с кристаллами NaI(Tl) и BGO является существенно меньший температурный коэффициент светового выхода (0.28 % на 1°C), что важно при использовании в гамма-спектрометрах, работающих в разных условиях окружающей среды. Кроме монокристаллов, современные технологии позволяют производить пиксельные матрицы кристаллов LYSO с размерами пикселя более 0.8 мм. Основным недостатком кристаллов LYSO — высокая собственная радиоактивность, обусловленная наличием бета-активного изотопа Lu-176.

2. LaBr₃(Ce). Галогениды лантана, легированные церием, — новая группа сцинтилляционных кристаллов, разработанная в начале 2000-х годов. При световыходе, превышающем световыход сцинтиллятора NaI(Tl), данные кристаллы обладают гораздо более высоким энергетическим разрешением и коротким временем высвечивания, что привлекает к ним большой интерес со стороны производителей гамма-спектрометрического оборудования. Однако трудности, связанные с характерным радиоактивным загрязнением месторождений лантаноидов и сильной анизотропией температурного коэффициента линейного расширения, приводят к технологической сложности и высокой стоимости изготовления данных сцинтилляторов. На базе кристаллов LaBr₃(Ce) производятся сцинтилляционные блоки детектирования, обладающие уникальными свойствами для класса сцинтилляционных детекторов. Основным недостатком кристалла является его гигроскопичность.

3. GAGG(Ce) — монокристаллы Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce (галлий-гадолиниевый-алюминиевый гранат, легированный церием) — перспективны для использования в позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), рентгеновской компьютерной томографии и других визуализационных методах диагностики. Благодаря высокому выходу фотонов (порядка 30000–60000 фотонов/МэВ) и пику высвечивания около 520 нм этот материал хорошо подходит для считывания кремниевыми фотоумножителями. Сцинтилляторы GAGG(Ce) получили широкое распространение благодаря сочетанию таких свойств, как отсутствие гигроскопичности и высокая радиационная стойкость. Кроме этого, производители могут варьировать характеристики данных сцинтилляторов, предлагая образцы с более коротким временем затухания или более высоким

световым выходом в зависимости от области применения. Кроме монокристаллов, данные сцинтилляторы могут производиться в виде пиксельных матриц с размерами пикселя более примерно 1 мм.

В табл. 1 приведены основные характеристики используемых в настоящей работе сцинтилляторов.

Сцинтилляционный гамма-спектрометр представляет собой сборку из сцинтиллятора, соединенного через оптический контакт с фотоприемником. В этой работе в качестве фотоприемника используется кремниевый фотоэлектронный умножитель (SiPM) серии MicroFJ-60035-TSV размером 6×6 мм² производства компании SensL/onsemi [4]. SiPM являются полупроводниковыми аналогами традиционных ФЭУ и по многим критериям их превосходят (компактность, низкое напряжение питания, нечувствительность к магнитным полям, механическая прочность). Кремниевый фотоэлектронный умножитель представляет собой фотоприемник на основе матрицы $p-n$ -переходов, выполненных на общей кремниевой подложке. Характерный размер одной ячейки (пикселя) составляет 10–100 мкм. При этом напряжение смещения на несколько вольт превышает напряжение пробоя $p-n$ -перехода, что обеспечивает работу в гейгеровском режиме. При попадании кванта света в активную область ячейки в ней развивается самогасящийся гейгеровский разряд, при этом выходной сигнал является суммой сигналов с каждой ячейки SiPM, которые суммируются на общей нагрузке. Таким образом, сцинтилляционный сигнал от гамма-кванта конвертируется в электрический импульс с амплитудой сигнала, пропорциональной его энергии, для определения которой строится амплитудный спектр.

На рис. 1 в качестве примера показан реальный амплитудный спектр (взят из работы [5]),

получаемый в сцинтилляционном детекторе при регистрации моноэнергетических гамма-квантов. Пик в области I , который обычно называют пиком полного поглощения, соответствует энергии гамма-кванта E_γ . Область непрерывного спектра, лежащая левее пика полного поглощения, связана с эффектом комптоновского рассеяния гамма-квантов в объеме сцинтиллятора. Вид распределения амплитудного спектра существенно зависит от типа сцинтиллятора, его геометрических размеров, а также энергии гамма-кванта. Например, в кристалле больших размеров за счет многократного комптоновского рассеяния происходит значительное подавление непрерывного спектра комптоновских электронов и соответствующее увеличение пика, отвечающего полному поглощению энергии гамма-кванта.

Относительное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора считается по формуле

$$\delta = \frac{\Delta E}{E},$$

где E — энергия частицы, поглощенная в сцинтилляторе, ΔE — абсолютное энергетическое разрешение детектора, равное ширине на половине высоты амплитудного распределения, полученного при регистрации моноэнергетических частиц и выраженное в единицах энергии. Соответственно, чем меньше по величине энергетическое разрешение, тем выше разрешающая способность сцинтиллятора.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Лабораторная установка состоит из следующих блоков (см. рис. 2).

1. Персональный компьютер (ПК).

Таблица 1. Свойства сцинтилляторов [1–3]

Сцинтиллятор	LY , фотон/кЭВ	τ , нс	λ_{\max} , нм	$n(\lambda_{\max})$	ρ , г/см ³	Н
LaBr ₃ (Ce)	63	16	380	1.9	5.08	да
GAGG(Ce)	56	50	520	1.91	6.6	нет
LYSO(Lu ₂ SiO ₅ : Ce)	33	36	420	1.81	7.1	нет

Примечание: LY — световой выход, τ — время высвечивания, λ_{\max} — максимум длины волны спектра высвечивания, $n(\lambda_{\max})$ — коэффициент преломления для максимума длины волны, ρ — плотность сцинтиллятора, Н — гигроскопичность.

2. Интерфейсный модуль для питания SiPM и оцифровки сигналов (спектрометр).

3. Набор из трех сцинтилляционных детекторов, выполненных в виде алюминиевых коробок, в каждой из которых находится SiPM, один из трех сцинтилляторов (LYSO, LaBr₃ либо GAGG(Ce)) и электронная плата.

В установке используется SiPM фирмы SensL/onsemi с чувствительной областью 6×6 мм². Фотоумножитель соединяется со спектрометром двумя коаксиальными кабелями, по одному из которых на SiPM подается напряжение смещения, а по другому с фотоумножителя считывается сигнал.

Разработанный интерфейсный модуль (спектрометр) представляет собой устройство на основе программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) MAX10, имеющей встроенный 10-битный АЦП, с помощью которого и происходит оцифровка сигнала с детектора. Отдельная схема усиливает сигнал с детектора, а также дает команду АЦП на считывание амплитуды. На плате спектрометра также реализована схема питания SiPM, выдающая необходимое напряжение смещения — порядка 28 В. Питание самого спектрометра осуществляется по шине USB.

На ПК установлена программа для набора спектров SPEC 3.5, которая периодически опрашивает спектрометр и отображает полученный спектр.

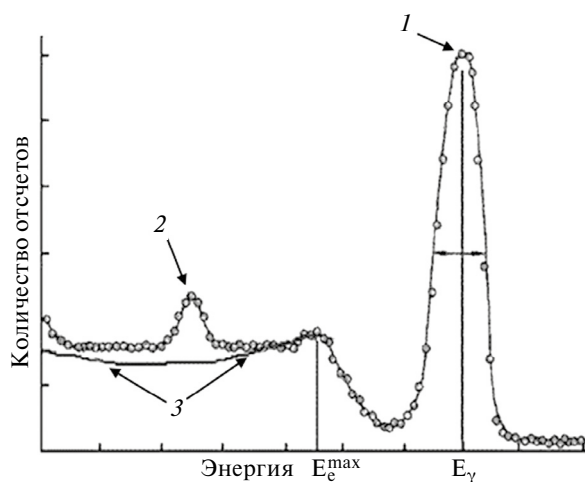


Рис. 1. Пример экспериментального спектра от моноэнергетического гамма-источника. Цифрами обозначены: 1 — пик полного поглощения, 2 — пик обратного рассеяния, 3 — комptonовское распределение. Перерисовано из работы [5].

3. ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

Лабораторная работа состоит из двух последовательных этапов. На первом этапе набираются спектры для каждого из исследуемых сцинтилляторов от различных источников ионизирующего излучения. Затем полученные спектры анализируются, строится калибровочная прямая и рассчитывается энергетическое разрешение детекторов.

3.1. Получение спектров

Для каждого сцинтиллятора (LYSO, LaBr₃, GAGG) набираются спектры с использованием различных источников ионизирующего излучения (Ba-133 и Am-241, оба активностью около 10 кБк). При этом время набора выбирается таким образом, чтобы количество событий, набранных в каналах, соответствующих максимумам пиков полного поглощения гамма-квантов, соответствовало относительной статистической ошибке не более 3%. Спектры сохраняются на жесткий диск компьютера для дальнейшей обработки. Примеры спектров приведены на рис. 3.

3.2. Калибровка детекторов и определение энергетического разрешения

Энергетическая калибровка детекторов получается при помощи аппроксимации пиков функцией Гаусса на соответствующих спектрах. На рис. 4 приведен пример определения положения пиков для сцинтиллятора LaBr₃. Для удобства восприятия оба графика приведены в полулогарифмическом масштабе.

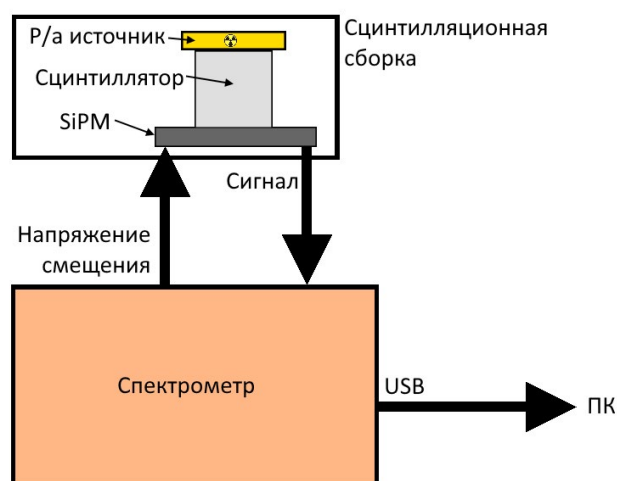


Рис. 2. Схема лабораторной установки: ПК — персональный компьютер, USB — кабель стандарта Universal Serial Bus, р/а источник — радиоактивный источник.

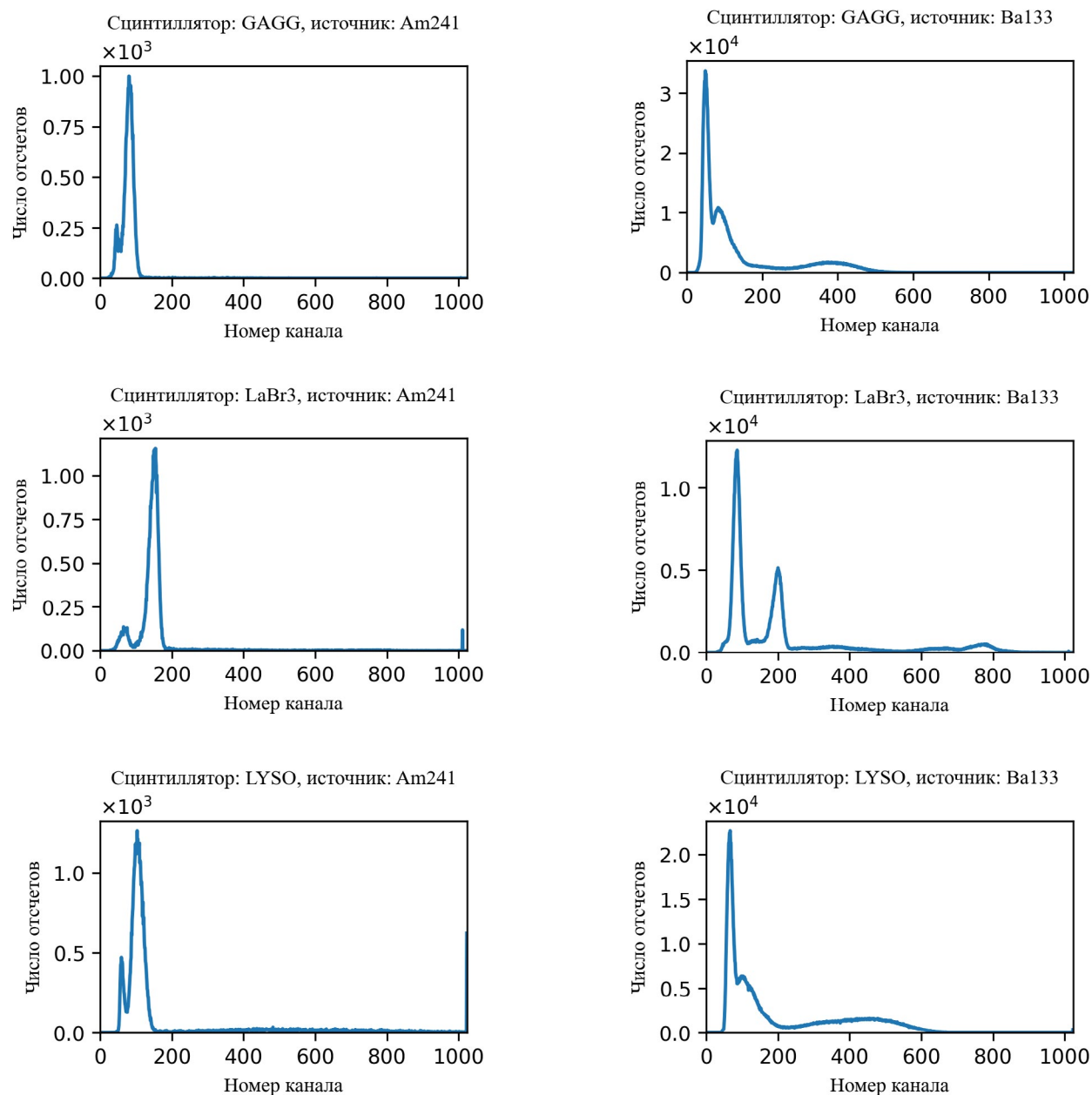
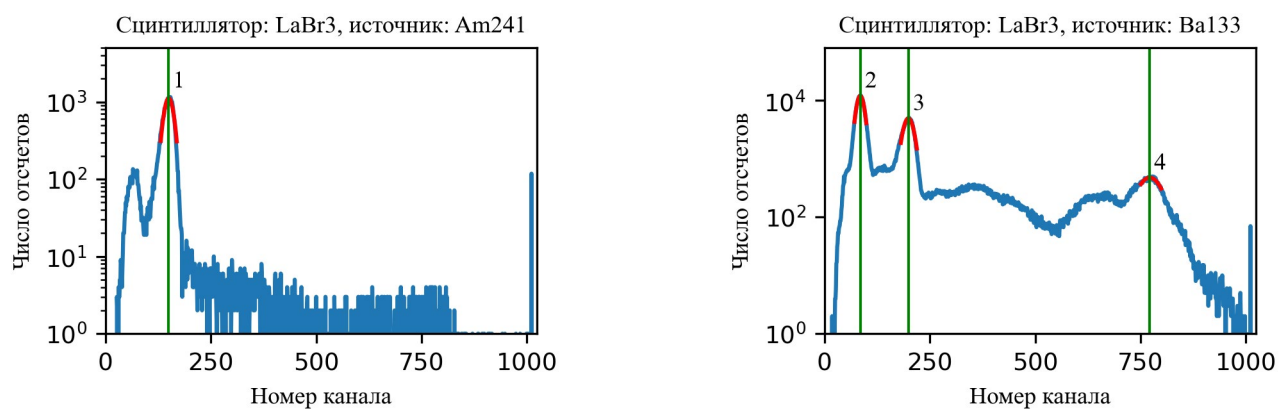


Рис. 3. Примеры полученных спектров.

Рис. 4. Пример определения положения пиков для сцинтиллятора LaBr₃. Цифрами обозначены пики, соответствующие гамма-квантам с энергиями: 1 – 59.5 кэВ, 2 – 31 кэВ, 3 – 81 кэВ, 4 – 356 кэВ.

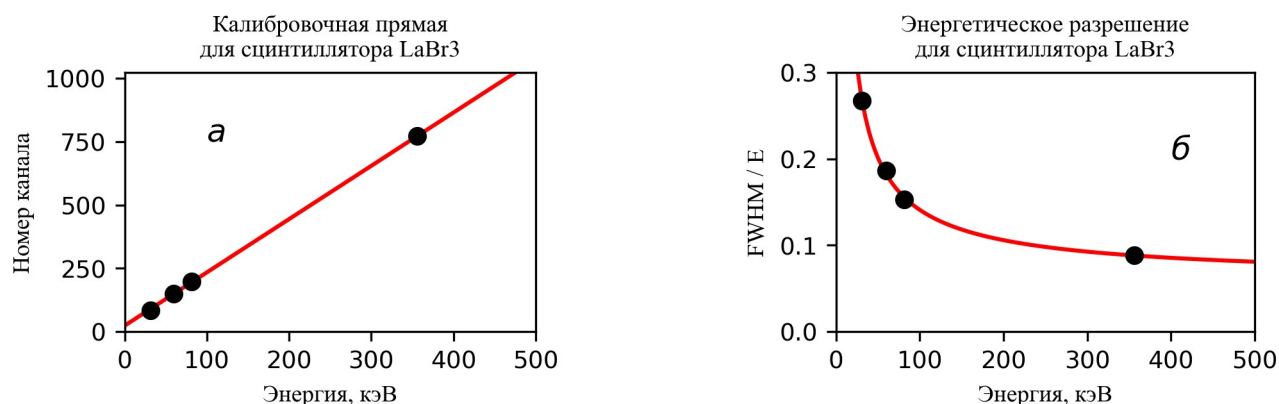


Рис. 5. а — калибровочная прямая для сцинтиллятора LaBr₃, б — зависимость энергетического разрешения от энергии для того же сцинтиллятора.

По полученным параметрам функций Гаусса строится калибровочная прямая, а также зависимость энергетического разрешения детектора от энергии гамма-квантов. Примеры подобных графиков приведены на рис. 5. Погрешности всех измеряемых величин на графиках лежат в пределах экспериментальных точек.

Из калибровочной прямой можно найти цену канала АЦП: она получается равной 476 ± 4 эВ. Зависимость энергетического разрешения от энергии гамма-квантов можно аппроксимировать зависимостью [6]

$$\frac{\text{FWHM}}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2},$$

где a — параметр, характеризующий вклад статистических процессов, b — параметр, характеризующий вклад электронных шумов, c — параметр, характеризующий вклад от прочих эффектов.

Ниже приведены значения параметров, полученных при аппроксимации зависимости, приведенной на рис. 5б:

$$a = (1.18 \pm 0.10)\sqrt{\text{кэВ}},$$

$$b = (4.7 \pm 0.8)\text{кэВ},$$

$$c = (0.061 \pm 0.010).$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В НИЯУ МИФИ разработана установка для исследования характеристик сцинтилляторов, использующая кремниевые фотоэлектронные умножители в качестве фотодетекторов. В настоящее время установка используется в НИЯУ МИФИ для проведения лабораторных работ в сопровождение магистерских курсов по направлению “Ядерная физика и технологии”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность руководству лаборатории экспериментальной ядерной физики и институту ядерной физики и технологий НИЯУ МИФИ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работы выполнены при поддержке Российского научного фонда в рамках соглашения № 22-72-00085 по созданию установки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. Wiley, 2010.
2. <https://luxiumsolutions.com>
3. <https://www.epic-crystal.com>
4. <https://www.onsemi.com>
5. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/detectors/gammatdet/>
6. Workman R.L. et al. (Particle Data Group) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. № 8. P. 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 502.2.08:543.456

ПРИСТАВКА К ОПТИЧЕСКОМУ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОМУ МИКРОСКОПУ ЛЮАМ-ИУФ1 ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ В ГЛУБОКОМ УФ-ДИАПАЗОНЕ

© 2024 г. В. И. Соколов*, В. Н. Глебов, И. О. Горячук, А. М. Малютин

Поступила в редакцию 18.07.2024 г.

После доработки 29.07.2024 г.

Принята к публикации 23.09.2024 г.

DOI: 10.31857/S0032816224060193 EDN: EJZSRA

Современное развитие интегральной оптики, микроэлектроники и технологий синтеза функциональных наночастиц приводит к необходимости создания метрологических средств контроля, обладающих все более высоким пространственным разрешением. Многие ведущие мировые оптические компании, такие как Leica Microsystems [1–5], Hitachi [6, 7], Olympus [8], Corning Tropol Corporation [9] и др. проводят исследования в области создания оптических микроскопов глубокого УФ- (ГУФ-) диапазона, работающих на длинах волн $\lambda = 266, 248, 213, 193$ нм и обладающих улучшенным пространственным разрешением. В России аналогичные исследования проводятся в ряде институтов РАН [10, 11], а также в некоторых компаниях [12].

Как известно, согласно критерию Рэлея, разрешение R оптического микроскопа определяется рабочей длиной волны света λ и числовой апертурой NA объектива [13]:

$$R = 0.61 \lambda / NA, \quad (1)$$

где R — минимальный размер объекта, форма которого может быть разрешена на оптическом микроскопе. При этом также используется критерий полупериода рэлеевского разрешения $R_{hp} = R/2$ (half pitch Rayleigh resolution) [3, 4], который лучше соответствует экспериментальной практике, например при анализе литографических

масок. Из выражения (1) следует, что улучшение пространственного разрешения (уменьшение R) может быть достигнуто либо за счет уменьшения рабочей длины волны λ , либо путем использования объективов с более высокой числовой апертурой.

В 2006 г. фирма Olympus (Япония) представила на рынке научных приборов приставку U-UVF248, оснащенную “сухим” объективом MAPO248NC 100x/0.90 [8]. Приставка работает в диапазоне длин волн 248 ± 4 нм, может быть сопряжена со стандартным оптическим микроскопом, производимым фирмой Olympus (например, с моделью MX51), и обеспечивает латеральное разрешение на уровне $R_{hp} \approx 84$ нм. Аналогичную систему разработала компания Leica [10]. При этом на Ленинградском оптико-механическом объединении (ЛОМО) еще в 1970-х гг. были созданы линзовые (кварц-флюоритовые) и зеркально-линзовые объективы для работы в ГУФ-области спектра [14, 15], предназначенные для микроскопов с длиной тубуса 160 мм, например для люминесцентного микроскопа ЛЮАМ-ИУФ1. В настоящей статье сообщается о создании приставки к ЛЮАМ-ИУФ1 для работы в спектральном диапазоне 248–590 нм. Разработанная приставка была использована для анализа размеров и формы фторидных нанокристаллов

β - $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$ как в проходящем свете, так и в свете их фотолюминесценции (ФЛ).

Оптическая схема микроскопа ЛЮАМ-ИУФ1 с приставкой показана на рис. 1а, на рис. 1б дана его фотография. Микроскоп позволяет получать фотографии наночастиц в свете их фотолюминесценции (режим работы “на отражение”), а также при подсветке ГУФ-излучением в режиме “на пропускание”. В первом случае наночастицы β - $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$ освещались ИК-светом полупроводникового лазера с длиной волны 980 нм и регистрировалось их излучение в ап-конверсии в полосе 343 ± 3 нм. Во втором случае частицы освещались светом с длиной волны 235–590 нм, который выделялся из спектра излучения ксеноновой лампы ДКсШ-120 с использованием полосовых оптических фильтров и монохроматора М266 (СОЛАР ЛС, Беларусь) с фокусным расстоянием 284 мм. Для записи изображения использовалась УФ-камера SCM2020-UV (EHD Imaging GmbH), оснащенная сенсором GSENSE2020BSI (2048×2048 пикселей размером 6.5×6.5 мкм²), чувствительная в диапазоне длин волн 200–1300 нм.

При регистрации ФЛ наночастиц β - $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$ в режиме “на отражение” излучение полупроводникового лазера 14 с помощью волоконно-оптического кабеля 12 и системы линз 11 направлялось на светоделительную пластину 5. Специально изготовленная пластина 5 со спектроделительным интерференционным покрытием

имела коэффициент отражения $R \approx 90\%$ при угле 45° и коэффициент пропускания $T \approx 10\%$ на длине волны накачки 980 нм. Это позволило избавиться от попадания излучения накачки на сенсор УФ-камеры. Коэффициент пропускания пластины 5 в диапазоне 248–345 нм лежал в пределах 50–90%. Светофильтры 2 и 4 вырезали из спектра ФЛ наночастиц спектральную полосу 343 ± 3 нм, соответствующую переходу $^1I_6 \rightarrow ^3F_4$ в ионах Tm^{3+} .

Работа микроскопа в режиме “на пропускание” осуществлялась следующим образом. Излучение лампы 17 с помощью конденсора 16 через предварительный светофильтр 15 фокусировалось на входную щель монохроматора М266 10. Ширина входной и выходной щелей монохроматора составляла 1 мм, что при использовании дифракционной решетки 1800 штр/мм обеспечивало спектральную ширину выходящего из него излучения $\Delta\lambda \approx 2$ нм. Это излучение собиралось волоконно-оптическим кабелем (ВОК) 9 производства компании “Optofiber” (Россия) и направлялось на исследуемый объект 7 через объектив подсветки 8 (ОК-58 [14, 15]). Для наблюдения наночастиц использовался зеркально-линзовый объектив 6 (ОНЗ-125 [14, 15]) с увеличением 125х и числовой апертурой 1.1. Для фотографирования наночастиц применялась фотонасадка МФН-10У4.2 с кварцевым фотоокуляром 3, обеспечивающим увеличение 8х, а в качестве детектора — камера SCM2020-UV. Размер поля зрения камеры составлял 40×40 мкм².

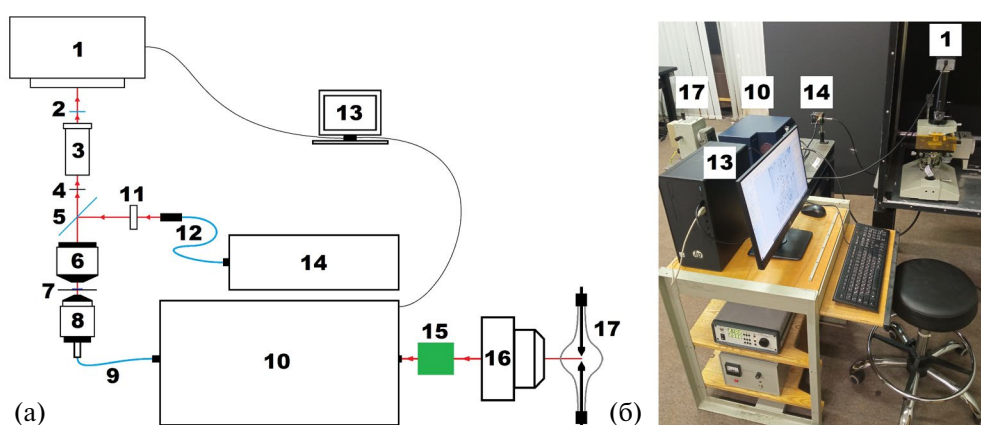


Рис. 1. Схема оптического микроскопа ЛЮАМ-ИУФ1 с приставкой (а) и его фотография (б): 1 — УФ-камера SCM2020-UV, 2 — узкополосный интерференционный фильтр, 3 — фотоокуляр, 4 — оптический фильтр, 5 — светоделительная пластинка, 6 — объектив ОНЗ-125, 7 — исследуемый образец, 8 — объектив подсветки ОК-58, 9 — волоконно-оптический кабель, 10 — монохроматор М266, 11 — система линз, 12 — оптоволоконный кабель, 13 — управляющий ПК, 14 — полупроводниковый лазер возбуждения ФЛ наночастиц β - $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$ с волоконным выводом излучения (длина волны 980 нм), 15 — предварительный полосовой светофильтр, 16 — кварцевый конденсор, 17 — лампа ДКсШ-120 в фонаре. Стрелками обозначен ход световых лучей.

Микроскоп размещался на специальном вибрационно-изолированном столе.

Фторидные нанокристаллы β - NaYF_4 , легированные редкоземельными элементами Yb, Tm, Er, Ce, востребованы для создания компактных волноводных усилителей света и лазеров [16, 17]. Такие наночастицы диаметром от 600 до 800 нм и толщиной 200–350 нм были синтезированы нами методом термического разложения трифторацетатов редкоземельных элементов и натрия в бескислородной среде с контролем *in situ* фотолюминесценции в ап-конверсии [18]. Частицы наносились на специально изготовленные кварцевые стекла толщиной 0.17 мм, на которую рассчитан объектив ОНЗ-125. Особенность наблюдения наночастиц состояла в том, что глубина фокуса объектива ОНЗ-125, определяемая соотношением $0.5 \lambda / NA^2$ (см. [14, 15]), на длине волны $\lambda = 343$ нм составляет 142 нм, что меньше толщины наночастиц. Это не позволяет получить четкое изображение всей частицы по высоте и, как правило, требует применения 3D-моделей для анализа изображений.

На рис. 2 представлены фотографии частиц β - $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$ со средним диаметром $D \approx 710$ нм, полученные в свете ФЛ в ап-конверсии на длине волны 343 нм и в режиме “на просвет” при подсветке излучением с длиной волны 343 и 248 нм. Расположение наночастиц на всех фотографиях на рис. 2 (в свете ФЛ и в проходящем ГУФ-свете) идентично, что позволяет заключить, что наблюдаемые нанообъекты действительно являются частицами β - $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$. Четко видна гексагональная форма частиц с диаметром $D \approx 710$ нм, подтверждающая, что наночастицы находятся в гексагональной β -фазе. Разработанная приставка позволяет получать изображения наночастиц и на более малых длинах волн, например 235 нм. Однако следует иметь в виду, что зеркально-линзовый объектив ОНЗ-125 спроектирован для работы в спектральном диапазоне 250–590 нм. Поэтому его разрешающая способность на длинах волн меньше 250 нм может ухудшаться вследствие аберраций.

Средний размер $D \approx 710$ нм частиц β - $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$, изображенных на рис. 2, оценивался путем измерения расстояния между противоположными углами соответствующего гексагона, при этом расстояние между противоположными сторонами гексагона составляет 610 нм. Оценим разрешающую способность микроскопа с при-

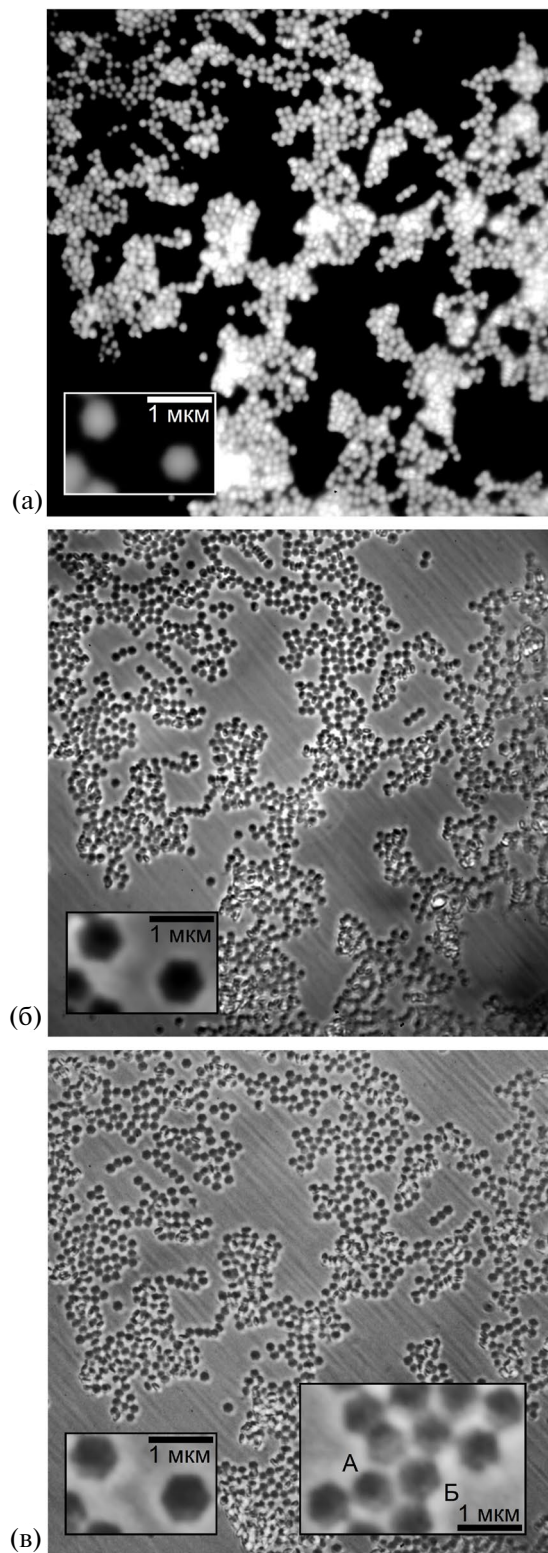


Рис. 2. Фотографии наночастиц β - $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$ со средним диаметром $D \approx 710$ нм, полученные на длине волны 343 нм в свете ФЛ при накачке излучением с длиной волны 980 нм (а) и при подсветке в режиме “на просвет” с длиной волны 343 нм (б) и 248 нм (в). На вставках приведены увеличенные в 5 раз фрагменты этих фотографий.

ставкой. На рис. 2в хорошо видны две частицы, обозначенные буквами А и Б. Расстояние между центрами этих частиц равно 760 нм, ширина зазора между ними равна 150 нм. Эту ширину можно считать экспериментальной оценкой латерального разрешения $R_{\text{экс}} \approx 150$ нм, которая близка к теоретическому значению $R = 138$ нм, рассчитанному по формуле (1) на длине волны 248 нм для иммерсионного объектива 125х/1.1 (ОНЗ-125, ЛОМО). Дальнейшее улучшение разрешающей способности микроскопа с приставкой может быть достигнуто путем применения ГУФ-объективов с более высокой числовой апертурой, а также переходом к более малым длинам волн (200–240 нм).

Таким образом, создана приставка для люминесцентного оптического микроскопа ЛЮАМ-ИУФ1, позволяющая проводить анализ размеров и формы наночастиц диаметром 600–800 нм в спектральном диапазоне $\lambda = 248\text{--}590$ нм. При ее изготовлении использовались только компоненты российского и белорусского производства (за исключением УФ-камеры). Система ГУФ-микроскопии может быть использована также для анализа критических размеров элементов кремниевых сверхбольших интегральных схем и литографических масок в микроэлектронике.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sure T., Heil J., Wesner J.* // Proc. of SPIE. 2003. V. 5180. P. 283.
<https://doi.org/10.1117/12.505803>
2. *Vollrath W., Bold A., Heiden M., Hoppen G., Paulus I.* // DGaO Proc. 2005. A28. P. 1/2.
<https://doi.org/10.1117/12.624560>
3. *Schlueter G., Steinberg W., Whittey J.* // Proc. of SPIE 2002. V. 4562. P. 379.
<https://doi.org/10.1117/12.458314>
4. *Vollrath W.* // Proc. of SPIE. 2005. V. 5865. P. 58650E-1.
<https://doi.org/10.1117/12.624560>
5. *Sure T., Bauer T., Heil J., Wesner J.* // Proc. of SPIE. 2005. V. 5965. P. 59651H-1.
<https://doi.org/10.1117/12.625009>
6. *Eguchi N., Oka M., Imai Y., Saito M., Kubota S.* // Proc. of SPIE. 1999. V. 3740. P. 394.
<https://doi.org/10.1117/12.347845>
7. *Watanabe K., Maeda S., Funakoshi T., Miyazaki Y.* // Hitachi Rev. 2005. V. 54. № 1. P. 22.
8. www.olympus.com. Deep Ultraviolet observation system for microscopes U-UVF248
9. <https://www.corning.com/ru/ru/products/advanced-optics/product-materials/precision-inspection-optics/tropel-ucat-uv-micro-objectives.html>
10. *Введенский С.А., Захарченко А.А., Троицкий В.Ю.* // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2005. № 1. С. 59.
11. *Горячук И.О., Глазунова Е.Н., Молчанова С.И., Соколов В.И.* // Фторные заметки. 2023. Т. 151. С. 5.
<https://doi.org/10.17677/fn20714807.2023.06.03>
12. <https://www.labor-microscopes.ru/> Frolov D.N., Vinogradova O.A., Frolov A.D. // Advanced Photonics Congress (BGPP, IPR, NP, Networks, NOMA, Sensors, SOF, SPPCom). OSA 2018. P. JTu2A.25.
<https://doi.org/10.1364/BGPPM.2018.JTu2A.25>
13. *Ландсберг Г.С.*, Оптика. Москва: Наука, 1976.
14. *Панов В.А., Андреев Л.Н.* Оптика микроскопов. Расчет и проектирование. Ленинград: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1976.
15. *Федин Л.А.* Микроскопы, принадлежности к ним и лупы. Справочная книга. Москва: Оборонгиз, 1961.
16. *Liu X., Zhang M., Hu G.* // Nanomaterials. 2022. V. 12. P. 2937.
<https://doi.org/10.3390/nano12172937>
17. *Хайдуков К.В., Крылов И.В., Николаева М.Е., Рочева В.В.* // Оптика и спектроскопия. 2023. Т. 131. № 5. С. 655.
<https://doi.org/10.21883/OS.2023.05.55718.75-22>
18. *Соколов В.И., Глазунова Е.Н., Горячук И.О., Молчанова С.И.* // Фторные заметки. 2023. Т. 146. С. 3.
<https://doi.org/10.17677/fn20714807.2023.01.02>

Адрес для справок: Россия, 119333, Москва, Ленинский проспект, 59; НИЦ “Курчатовский институт”, КК КуФ. E-mail: visokol@rambler.ru

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 551.341

СПОСОБ МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ ПОДВОДНОЙ МЕРЗЛОТЫ

© 2024 г. В. И. Юсупов, И. П. Семилетов, А. С. Саломатин

Поступила в редакцию 18.04.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принята к публикации 02.07.2024 г.

DOI: 10.31857/S0032816224060202 EDN: EJYXGO

На шельфе морей Восточной Арктики (МВА) — самом широком и мелководном шельфе Мирового океана — находятся более 80% всей подводной мерзлоты и гигантские запасы гидратов метана [1]. Дестабилизация гидратов шельфа МВА может привести к многократному увеличению концентрации атмосферного метана и ущербу национальной и мировой экономики. В связи с этим актуальным является организация мониторинга многолетней мерзлоты с целью картирования геологических опасностей и создания системы раннего предупреждения. В работе представлен прототип портативного акустического комплекса мониторинга подводной мерзлоты, основанный на экспериментально установленной зависимости длительности

сигнала обратного рассеяния высокочастотного звука Δ от температуры слоя водонасыщенных донных отложений T [2, 3].

На рис. 1а представлена блок-схема прототипа портативного комплекса для изучения многолетней мерзлоты. Управление комплексом осуществляется с помощью управляющего компьютера 1, который соединен с блоком системы глобального позиционирования 5 и основным блоком 2. Основной блок периодически формирует импульсы с частотами 50 кГц и 200 кГц длительностью 0.5, 1, 3 или 10 мс. Сформированные импульсы после усиления блоком согласования 3 до импульсной мощности 200 Вт поступают на электроакустические преобразователи 4, излучающие акустические

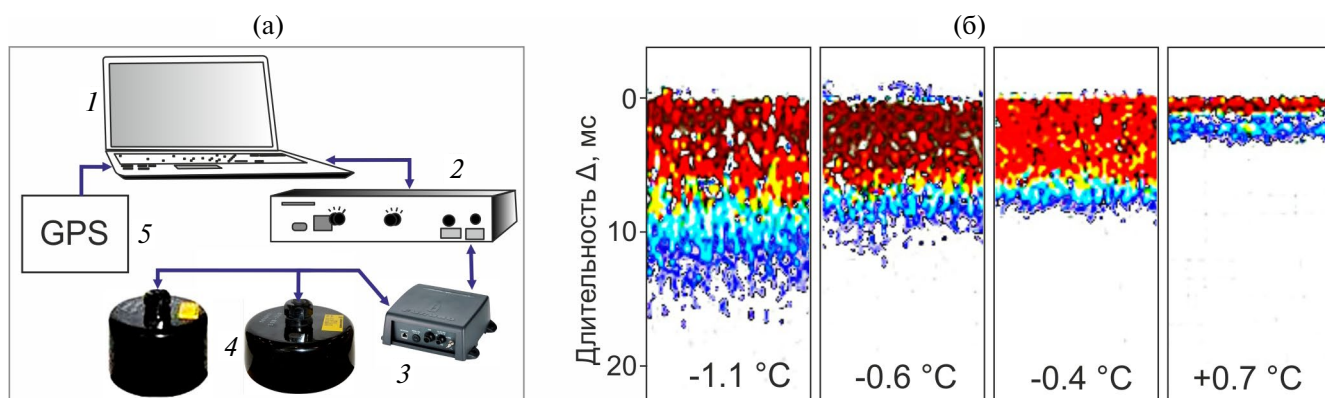


Рис. 1. а — Блок-схема портативного комплекса: 1 — управляющий компьютер, 2 — основной блок, 3 — блок согласования, 4 — электроакустические преобразователи, 5 — блок системы глобального позиционирования (GPS, ГЛОНАСС и др.); б — фрагменты эхограмм на частоте 50 кГц при различных температурах донных осадков.

импульсы с полушириной диаграммы направленности 12° на частоте 50 кГц и 2.5° на частоте 200 кГц вертикально вниз.

Отраженный и рассеянный от верхнего слоя донных осадков акустические сигналы принимаются электроакустическими преобразователями. Далее сигнал после предварительного усиления блоком согласования поступает в основной блок, где происходят его усиление, частотное преобразование и фильтрация от шумов. На экране управляющего компьютера принятые сигналы обратного рассеяния отображаются в виде эхограммы. Одновременно с акустическими данными регистрируются точные координаты.

Апробация портативного комплекса проводилась на мелководном шельфе Арктики. Излучатели помещались на глубину около 2–3 м и ультразвуковые импульсы длительностью 1 мс излучались и принимались в вертикальном направлении. Длительность сигнала обратного рассеяния Δ от верхнего слоя донных осадков определялась по усредненному профилю обратного рассеяния после устранения шума как промежуток времени прохождения сигнала от поверхности осадков до границы, выше которой сосредоточено 98% энергии донного рассеяния. Температура донных осадков на глубине около 0.5 м определялась с помощью термопар. В местах измерений стандартными методами проводился гранулометрический анализ верхнего слоя донных осадков.

На рис. 16 показаны примеры эхограмм на экране управляющего компьютера, полученные при различных температурах донных осадков. Видно, что с уменьшением температуры длительность сигнала обратного рассеяния постепенно возрастает примерно с 2.5 мс для $T = 0.7^\circ\text{C}$ до примерно 16 мс для $T = -1.1^\circ\text{C}$.

Проведенные измерения на разных частотах показали, что эта зависимость в интервале температур донных осадков примерно

от -1.2°C до 2.5°C для частоты 50 кГц хорошо описывается выражением $\Delta[\text{мс}] = 1.2(T - 2.5)^2 + T - 0.5$, а для частоты 200 кГц — выражением $\Delta[\text{мс}] = 0.9(T - 2.5)^2 + 0.4T + 1.1$. Согласно полученным зависимостям, в области положительных температур Δ слабо зависит от температуры, а при $T < 0$ значение Δ быстро возрастает с охлаждением, причем при отрицательных температурах Δ слабо зависит от гранулометрических характеристик пород, поэтому данная величина является надежным параметром, с помощью которого можно дистанционно отслеживать участки, на которых температура донных отложений поднимается и, следовательно, может произойти деградация подводной многолетней мерзлоты.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке фонда Андрея Мельниченко и в рамках госзадания ТОИ ДВО РАН № 121021500057-4 в части предоставления аппаратуры и выполнения калибровки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shakhova N., Semiletov I., Salyuk A., Yusupov V., Kosmach D., Gustafsson O.* // Science. 2010. V. 327 ю. № 5970. P. 1246.
<https://doi.org/10.1126/science.1182221>
2. *Yusupov V., Salomatin A., Shakhova N., Chernykh D., Domaniuk A., Semiletov I.* // Geosciences. 2022. V. 12. P. 315.
<https://doi.org/10.3390/geosciences12090315>
3. *Юсупов В.И., Семилетов И.П., Черных Д.В., Саломатин А.С.* // Акустический журнал. 2022. Т. 68. С. 1.
<https://doi.org/10.31857/S0320791922050136>

Адрес для справок: Россия, 690041, Владивосток, Балтийская ул., 43, Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения Российской академии наук. E-mail: iouss@yandex.ru

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА “ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА” ЗА 2024 ГОД

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

DOI: 10.31857/S0032816224060211 EDN: EJYDAG

Абдулагатов И.М. см. Яруллин Л.Ю.

Абрамов В.В., Алексеев Г.Д., Алексеев И.Г., Андреев В.А., Бажанов Н.А., Борисов А.А., Борисов Н.С., Букреева С.И., Васильев А.Н., Гончаренко Ю.М., Горин А.М., Городнов И.С., Деревщиков А.А., Должиков А.С., Журавлев Н.И., Исаев А.Н., Калугин Н.К., Кожин А.С., Козленко Н.Г., Козлов В.С., Лазарев А.Б., Маслова Е.В., Маишеев В.А., Мельник Ю.М., Мещанин А.П., Минаев Н.Г., Моисеев В.В., Морозов Д.А., Мочалов В.В., Неганов А.Б., Нестеров В.М., Новиков К.Д., Новинский Д.В., Ногац Л.В., Нурушева М.Б., Пискун А.А., Плис Ю.А., Прудкогляд А.Ф., Рыжиков С.В., Рыков В.Л., Рыльцов В.В., Рябов А.Д., Рябова Т.Д., Рязанцев А.В., Самигуллин Э.И., Свирида Д.Н., Семенов П.А., Сенько В.А., Солдатов М.М., Соловьев Л.Ф., Тараканов В.И., Узунян А.В., Усов Ю.А., Факрутдинов Р.М., Федоров А.Н., Шаланда Н.А., Якимчук В.И., Якутин А.Е. Экспериментальная установка СПАСЧАРМ для исследования спиновых эффектов в адронных взаимодействиях на ускорительном комплексе У-70. № 6, 4.

Авдеев М.М. см. Петрова М.О.

Авдзейко В.И., Дроздова А.А., Рулевский В.М., Ляпунов Д.Ю. Исследование воздействия дестабилизирующих факторов на параметры силовых элементов конверторов. № 6, 53.

Аверин С.В. см. Котов В.М.

Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М., Аллаhverдян В.А., Бардачова З., Белолепиков И.А., Бондарев Е.А., Борова И.В., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Горшков Н.С., Гресь Т.И., Дворничи Р., Джилкибаев Ж.-А.М., Дик В.Я., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А., Дячок А.Н., Елжов Т.В., Заборов Д.Н., Завьялов С.И., Звездов Д.Ю., Кеббал В.К., Кеббал К.Г., Кожин В.А., Колбин М.М., Колигаев С.О., Конышев К.В., Коробченко А.В., Кошечкин А.П., Круглов М.В., Кулепов В.Ф., Лемешев Ю.Е., Мошкунев А.И., Миленин М.Б., Миргазов Р.Р., Наумов Д.В., Николаев А.С., Петухов Д.П.,

Плисковский Е.Н., Розанов М.И., Рябов Е.В., Сафронов 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., Ульзутуев Б.Б., Файт Л., Фомин В.Н., Харук И.В., Храмов Е.В., Чадымов В.А., Чепурнов А.С., Шайбонов Б.А., Шестаков А.А., Шилкин С.Д., Шимковиц Ф., Шипилов Ю.А., Широков Е.В., Штекл И., Эцкерова Э., Яблокова Ю.В. Лазерная калибровочная система нейтринного телескопа Baikal-GVD. № 5, 48.

Аврорин А.Д. см. Аврорин А.В.

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. № 1, 26.

Азриель В.М., Акимов В.М., Ермолова Е.В., Кабанов Д.Б., Колесникова Л.И., Русин Л.Ю., Севрюк М.Б. Времяпролетная спектроскопия надтепловых молекулярных пучков галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов. № 3, 145.

Айнутдинов В.М. см. Аврорин А.В.

Акимов В.М. см. Азриель В.М.

Акулиничев С.В. см. Мерзликин Г.В.

Акулиничев С.В., Гаврилов Ю.К., Джилкибаев Р.М. Позиционно-чувствительный черенковский монитор протонного пучка. № 5, 154.

Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня 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., Симанков Г.Е., Сосновцев В.В., Хромов А.В., Шакиров А.В., Этенко А.В. Модернизация системы криостатирования эмиссионного детектора РЭД-100 для работы с жидким аргоном. № 4, 89.

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. № 2, 131.

- Александров И.С., Лукьяшин А.В., Хромов А.В., Шакиров А.В.** Установка для изучения сцинтилляционных детекторов. № 6, 146.
- Алексеев А.С.** см. Новиков С.Г.
- 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. № 1, 20.
- Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С., Хафизова Е.А.** Сцинтилляционный амплитудно-координатный детектор. № 3, 4.
- Алексеев Г.Д.** см. Абрамов В.В.
- Алексеев И.Г.** см. Абрамов В.В.
- Алексеев М.М., Семенов О.Ю.** Экспериментальная установка для изучения пламени. № 1, 208.
- Аллахвердян В.А.** см. Аврорин А.В.
- Алферов В.Н., Васильев А.Н., Васильев Д.А., Кормилицын В.А., Лутчев А.В., Мещанин А.П., Минаев Н.Г., Мочалов В.В., Рыков В.Л., Рябов А.Д., Рябова Т.Д., Семенов П.А., Соловьев В.А., Федорченко В.Н., Холкин А.Н.** Система измерения поля в широкоапертурных магнитах физических установок на ускорительном комплексе У-70. № 5, 133.
- Амелькин А.С.** см. Миньков К.Н.
- Амельчаков М.Б., Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Задеба Е.А., Киндин В.В., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г., Петрухин А.А., Хохлов С.С., Шульженко И.А., Шутенко В.В., Яшин И.И.** Гибридная триггерная система экспериментального комплекса НЕВОД. № 4, 93.
- Амосов В.Н.** см. Мещанинов С.А.
- Андреев В.А.** см. Абрамов В.В.
- Андреев В.В.** см. Кузнецов В.В.
- Андреев Ю.А., Ефремов А.М., Кошелев В.И., Плиско В.В., Смирнов С.С.** Мощный источник сверхширокополосного излучения с эллиптической поляризацией и мегавольтным эффективным потенциалом. № 4, 107.
- Андреева А.В.** см. Деспотули А.Л.
- Асадчиков В.Е., Федоров В.А., Григорьев А.Ю., Бузмаков А.В., Рошин Б.С., Дьячкова И.Г., Русаков А.А., Веневцев И.Д., Салтанова Е.С., Кузин С.В., Родионов А.И.** Сцинтилляторы для двумерных рентгеновских детекторов из монокристаллов иттрий-алюминиевых гранатов, активированных церием и тербием. № 6, 90.
- Астапов И.И.** см. Волчугов П.А.
- Аткин Э.В., Норманов Д.Д., Ямалиев С.И., Серазетдинов А.Р., Солин А.А., Усенко Е.А.** Описание прототипа считывающей электроники для емкостных детекторов. № 5, 85.
- Аульченко В.М., Винник А.Е., Глушак А.А., Зарубин А.Н., Корниевский М.А., Скакунов М.С., Толбанов О.П., Тяжев А.В., Шехтман Л.И.** Разработка быстрого монитора положения и интенсивности пучка синхротронного излучения для экспериментов по изучению быстропротекающих процессов. № 5, 113.
- Бабкин В.А.** см. Петрова М.О.
- Бажанов Н.А.** см. Абрамов В.В.
- Балануца П.В.** см. Федорец П.В.
- Баранник М.Б.** см. Колобов В.В.
- Баранов А.Г., Ивашкин А.П., Мусин С.А., Салахутдинов Г.Х., Стрижак А.О.** Сцинтилляционные детекторы CsI и SrI₂(Eu) со съемом сигнала кремниевыми фотоумножителями с порогом регистрации ниже 200 эВ. № 6, 30.
- Баранов А.Г., Ивашкин А.П., Мусин С.А., Салахутдинов Г.Х., Стрижак А.О.** Сцинтилляционные детекторы комптоновских поляриметров для измерения поляризационных состояний аннигиляционных фотонов. № 2, 39.
- Бардачова З.** см. Аврорин А.В.
- Баринов Н.А.** см. Жуков А.А.
- Барков Е.В.** см. Никифоров В.Е.
- Басков В.А.** см. Алексеев В.И.
- Басков В.А.** см. Губер Ф.Ф.
- Басков В.А.** Энергетическое разрешение спектрометра с конвертером из ориентированного кристалла. № 5, 37.
- Батраков А.М.** см. Штро К.С.
- Батыршин Э.С.** см. Гарифуллин И.Ш.
- 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. № 1, 5.
- Баязитов А.А.** см. Одиванов В.Л.
- Безъязыков П.А.** см. Волчугов П.А.
- Бекешев В.Г.** см. Шантарович В.П.
- Беличенко С.Г.** см. Батяев В.Ф.
- Белов В.А.** см. Александров И.С.
- Белолаптиков И.А.** см. Аврорин А.В.
- Белоусова А.С.** см. Котов В.М.
- Березин А.А.** см. Семенов Э.В.

- Берёзов А.М.** см. Кузнецова Т.М.
Бержанский В.Н. см. Суслов Д.А.
Беринцев А.В. см. Новиков С.Г.
Беседин И.С., Пологов И.Е., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П., Карпов А.В. Невырожденный параметрический СВЧ-усилитель на контактах Джозефсона Nb/AlO_x/Nb с квантовым уровнем шумов для обработки квантовой информации. № 5, 60.
Биленко И.А. см. Миньков К.Н.
Блинковский Н.К. см. Гулько В.Л.
Бобровская К.С. см. Новиков С.Г.
Бобылев Д.А., Сиомаш М.Д., Ханкин В.В., Шведун В.И. Датчик энергии пучка электронов, основанный на эффекте Вавилова—Черенкова. № 1, 93.
Богданов А.Г. см. Амельчаков М.Б.
Богдзель А.А. см. Петрова М.О.
Боднарчук В.И. см. Петрова М.О.
Бойко А.А. см. Ерушин Е.Ю.
Бойко А.А., Кирьякова А.Ю., Ерушин Е.Ю., Костюкова Н.Ю. Разработка течеискателя метана на основе абсорбционной спектроскопии с применением диодных матриц. № 2, 137.
Бокучава Г.Д. см. Кузьмин Е.С.
Болоздыня А.И. см. Александров И.С.
Бомбизов А.А. см. Буркин Е.Ю.
Бонвеч Е.А. см. Волчугов П.А.
Бондарев Е.А. см. Аврорин А.В.
Борина И.В. см. Аврорин А.В.
Борисов А.А. см. Абрамов В.В.
Борисов А.А. см. Пасюк Н.А.
Борисов Е.С., Гаврилов Д.С., Какшин А.Г., Лобода Е.А., Потапов А.В., Говрас Е.А. Применение спектральной интерферометрии на двух длинах волн для исследования разлета мишеней, нагретых ультракоротким лазерным импульсом. № 4, 149.
Борисов Н.С. см. Абрамов В.В.
Боровкова О.В. см. Миньков К.Н.
Бородин А.Н. см. Волчугов П.А.
Бояркина В.Е. см. Тимошенко М.В.
Брагин Е.Ю., Бунин Е.А., Гусев С.С., Жильцов В.А., Казеев М.Н., Камин Д.В., Козлов В.Ф., Коробцев С.В., Костриченко И.А., Кутузов Д.С., Спицын А.В., Сухов А.Е., Шуровский Д.О., Янченков С.В. Разработка диагностического комплекса для исследования плазменных процессов в магнитном сопле макета безэлектродного плазменного ракетного двигателя. № 4, 129.
Брагин Е.Ю., Бунин Е.А., Диас Михайлова Д.Е., Дрозд А.С., Жильцов В.А., Сергеев Д.С., Сухов А.Е., Хайрутдинов Э.Н. Сравнение методов определения фазы зондирующего СВЧ-излучения на примере интерферометра стенда ПН-3. № 2, 70.
Бреховских В.В., Горин А.М., Дятченко В.А., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Мельдинский М.В., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Шангараев А.А. Применение тонких сцинтилляционных счетчиков в детекторах частиц (*обзор*). № 4, 5.
Буднев Н.М. см. Аврорин А.В.
Буднев Н.М. см. Волчугов П.А.
Бузмаков А.В. см. Асадчиков В.Е.
Букреева С.И. см. Абрамов В.В.
Булан А.В. см. Волчугов П.А.
Булатов К.В. см. Петрова М.О.
Бунин Е.А. см. Брагин Е.Ю.
Бураков В.А. см. Ищенко А.Н.
Буркин В.В. см. Ищенко А.Н.
Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Бомбизов А.А. Система электропитания привязанного беспилотного летательного аппарата. № 1, 50.
Бусыгина И.А. см. Салахутдинов Г.Х.
Бусыгина И.А., Григорьева И.Г., Москвич П.В., Наумов П.Ю., Салахутдинов Г.Х. Применение термолюминесцентных детекторов для спектроскопии импульсного рентгеновского излучения. № 1, 123.
Быстрыков А.Д. см. Суслов И.А.
Вагнер М.А. см. Александров И.С.
Вайдянатан А. см. Волчугов П.А.
Варламов Д.О. см. Зуев С.М.
Варфоломеева Е.А. см. Алексеев В.И.
Васильев А.Н. см. Абрамов В.В.
Васильев А.Н. см. Алферов В.Н.
Васильев Д.А. см. Алферов В.Н.
Васильев М.Н., Васильева Т.М. Многофункциональная установка для демонстрационных экспериментов по физике и технике электронно-пучковой плазмы. № 1, 200.
Васильева Т.М. см. Васильев М.Н.
Васин А.А. см. Александров И.С.
Вдовин В.Ф., Зарезин А.М., Землянуха П.М., Котов А.В., Леснов И.В., Марухно А.С., Минеев К.В., Муравьев В.М., Носов В.И., Саль-

- ков В.А. Концепция радиометра для оценки прозрачности атмосферы в окне 1.3 мм. № 5, 167.
- Веневцев И.Д. см. Асадчиков В.Е.
- Вербоватый Д.М. см. Ерушин Е.Ю.
- Ветошко П.М. см. Суслов Д.А.
- Винник А.Е. см. Аульченко В.М.
- Власов С.В. см. Миньков К.Н.
- 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. № 1, 16.
- Волков В.В. см. Ильина К.Б.
- Волков В.К. см. Костенко М.А.
- Волков Н.В. см. Волчугов П.А.
- 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., Гринюк А.А., Дячок А.Н., Журов Д.П., Загородников 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., Пахоруков 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(мл.) А.А., 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-IACT в стерео-режиме. № 1, 161.
- Воробьев А.К. см. Ружицкая Д.Д.
- Воронин Д.М. см. Волчугов П.А.
- Выходцев П.В., Карпов Ю.А., Степченко А.С., Ростов В.В. Регулируемые источники постоянного тока на суперконденсаторных накопителях для питания магнитных систем микроволновых генераторов. № 3, 40.
- Вязоветский Н.А. см. Семена Н.П.
- Габитов Ф.Р. см. Яруллин Л.Ю.
- Гаврилов Д.С. см. Борисов Е.С.
- Гаврилов Ю.К. см. Акулиничев С.В.
- Галаванов А.В. см. Александров И.С.
- Галкин М.Л. см. Миньков К.Н.
- Гаранин Р.В. см. Елин И.П.
- Гарифуллин И.Ш., Солнышкина О.А., Батыршин Э.С. Изготовление стеклянных микрофлюидных чипов для исследования процессов вытеснения в пористых средах. № 5, 187.
- Гармаш А.Ю. см. Волчугов П.А.
- Гафаров А.Р. см. Аврорин А.В.
- Гафаров А.Р. см. Волчугов П.А.
- Герасимов А.С. см. Федорец П.В.
- Герман А.Е. см. Шункеев К.Ш.
- Гершелис Е.В. см. Черных Д.В.
- Глебов В.Н. см. Соколов В.И.
- Глушак А.А. см. Аульченко В.М.
- Глушкова Т.И., Коченда Л.М., Кравцов П.А., Фетисов А.А. Универсальная газовая установка с функцией выделения и очистки гелия-3. № 1, 178.
- Говердовский А.А. см. Егоров А.С.
- Говрас Е.А. см. Борисов Е.С.
- Головастов С.В., Голуб В.В., Жилин Ю.В., Микушкин А.Ю., Микушкина А.А., Мирова О.А. Сравнительные исследования характеристик различных пьезоэлектрических датчиков давления. № 6, 117.
- Голуб В.В. см. Головастов С.В.
- Голубев А.А. см. Федорец П.В.
- Голубева М.Б. см. Губер Ф.Ф.
- Голубков К.В. см. Аврорин А.В.
- Гонтарев С.В. Ограничитель тока высоковольтного пробоя. № 4, 215.
- Гончаренко Ю.М. см. Абрамов В.В.
- Горбатов С.А. см. Тихонов В.Н.
- Горбачев Е.В. см. Николайчук И.Ю.
- Горин А.М. см. Абрамов В.В.
- Горин А.М. см. Бреховских В.В.
- Городнов И.С. см. Абрамов В.В.
- Горохов С.А. см. Сафронов К.В.
- Горшков Н.С. см. Аврорин А.В.
- Горячук И.О. см. Соколов В.И.
- Гребенюк В.М. см. Волчугов П.А.
- Гремячкин Д.Е. см. Егоров А.С.
- Гресь Е.О. см. Волчугов П.А.
- Гресь О.А. см. Волчугов П.А.

- Гресь Т.И. см. Аврорин А.В.
Гресь Т.И. см. Волчугов П.А.
Григорьев А.Ю. см. Асадчиков В.Е.
Григорьев Т.А. см. Прокуратов И.А.
Григорьева И.Г. см. Бусыгина И.А.
Григорьева И.Г. см. Салахутдинов Г.Х.
Гринюк А.А. см. Волчугов П.А.
Гришин О.Г. см. Волчугов П.А.
Гришина И.А. см. Мещеряков А.И.
Громушкин Д.М. см. Амельчаков М.Б.
Грубчин Л. см. Гуров Ю.Б.
Губер Ф.Ф., Голубева М.Б., Зубанков А.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Ляпин Д.Д., Мамаев М.В., Махнёв А.И., Морозов С.В., Парфенов П.Е., Серебряков Д.В., Финогеев Д.А., Шабанов А.И. Разработка высокогранулярного времяпролетного детектора нейтронов для эксперимента BM@N. № 3, 14.
Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Серебряков Д.В., Басков В.А., Полянский В.В. Измерение временного разрешения сцинтилляционных детекторов с кремниевыми фотоприемниками EQR-15 для времяпролетного детектора нейтронов в эксперименте BM@N. № 3, 9.
Гулько В.Л., Мещеряков А.А., Блинковский Н.К. Радиофизический комплекс для исследования влияния среды распространения на ортогонально-поляризованные электромагнитные волны. № 2, 143.
Гуляев П.В. см. Шелковников Е.Ю.
Гуров Ю.Б., Довбненко М.С., Евсеев С.А., Замятин Н.И., Копылов Ю.А., Розов С.В., Стрелецкая Е.А., Чернышев Б.А., Грубчин Л., Затько Б. Влияние нейтронного облучения на характеристики SiC- и Si-детекторов. № 6, 38.
Гусаков Ю.В. см. Александров И.С.
Гусев Л.Н. см. Федорец П.В.
Гусев С.С. см. Брагин Е.Ю.
Гусев Ю.И., Нечипоренко Ю.В., Новиков Ю.Н., Попов А.В., Соснов Д.Е. Эффективный газовый ионный источник с объемным зарядом. № 3, 54.
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. № 1, 77.
Давыдов Д.А. см. Нерук В.Ю.
Давыдов Д.А. см. Пивнев П.П.
Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козлов А.А., Реватов В.О., Якубов Р.Х. Результаты использования анода управляемого искрового разрядника в качестве зонда Ленгмюра. № 5, 97.
Даулбаев О. см. Петрова М.О.
Дворнишки Р. см. Аврорин А.В.
Дема И.А. см. Яшков С.А.
Дементьев Д.В. см. Шитенков М.О.
Деревщиков А.А. см. Абрамов В.В.
Деринг Е.Д. см. Зарвин А.Е.
Деринг Е.Д., Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Калыда В.В., Художитков В.Э. Использование метода молекулярно-пучковой масс-спектрометрии для исследования процесса рассеяния частиц кластированного газового потока. № 5, 196.
Деспотули А.А. см. Деспотули А.Л.
Деспотули А.Л., Казьмирук В.В., Деспотули А.А., Андреева А.В. Генератор прямоугольных импульсов на основе последовательного соединения MOSFET с $U_{\max}=4500$ В. № 1, 64.
Джилкибаев Ж.-А.М. см. Аврорин А.В.
Джилкибаев Р.М. см. Акулиничев С.В.
Джурик А.С. см. Мещанинов С.А.
Диас Михайлова Д.Е. см. Брагин Е.Ю.
Дик В.Я. см. Аврорин А.В.
Дмитриев А.В. см. Петрова М.О.
Доброленский Ю.С. см. Семена Н.П.
Довбненко М.С. см. Гуров Ю.Б.
Долгов А.Н. см. Давыдов С.Г.
Долголенко А.Г. см. Федорец П.В.
Должиков А.С. см. Абрамов В.В.
Долотов А.С., Долотова М.Н., Каракулов Р.А., Коновалов П.И., Нуртдинов Р.И. Сильноточные фотоэлектронные умножители с улучшенными характеристиками для регистрации быстропротекающих процессов. № 3, 61.
Долотова М.Н. см. Долотов А.С.
Доманюк А.В. см. Черных Д.В.
Домогацкий Г.В. см. Аврорин А.В.
Донец Д.Е. см. Трифонов А.Н.
Дорохов В.Л. см. Тимошенко М.В.
Дорошенко А.А. см. Аврорин А.В.
Дренин А.С. см. Щемеров И.В.
Дриаев Д.Г. Некоторые методы исследования дислокационной структуры и механических свойств твердых тел (*обзор*). № 4, 15.
Дрозд А.С. см. Брагин Е.Ю.
Дроздова А.А. см. Авдзейко В.И.

- Дронов В.А.** см. Алексеев В.И.
Дубровин К.А. см. Деринг Е.Д.
Дубровин К.А. см. Зарвин А.Е.
Дубровин К.А. см. Яскин А.С.
Дубровских С.М. см. Сафронов К.В.
Дулатов А. К. см. Прокураторов И.А.
Дьячкова И.Г. см. Асадчиков В.Е.
Дьячковский А.С. см. Ищенко А.Н.
Дятченко В.А. см. Бреховских В.В.
Дячок А.Н. см. Аврорин А.В.
Дячок А.Н. см. Волчугов П.А.
- Евдокимов В.Н.** Изучение долговременной стабильности характеристик счетчиков, состоящих из экструдированного сцинтиллятора и переизлучающих свет оптических волокон. № 1, 34.
Евдокимов С.В. см. Бреховских В.В.
Евсеев С.А. см. Гуров Ю.Б.
Егоров А.С., Пиксайкин В.М., Говердовский А.А., Митрофанов В.Ф., Митрофанов К.В., Гремячкин Д.Е. Установка для измерения выходов изотопа ^{17}N и запаздывающих нейтронов в реакциях под действием протонов с энергией 1 ГэВ. № 4, 24.
Елжов Т.В. см. Аврорин А.В.
Елин И.П., Жидков Н.В., Суслов Н.А., Ильин В.С., Гаранин Р.В., Поздняков Е.В. Визуализация области прохождения ядерных реакций DD-синтеза методом кодирующих диафрагм на установке ИСКРА-5. № 4, 37.
Ермолин К.С. см. Шелковников Е.Ю.
Ермолова Е.В. см. Азриель В.М.
Ерушин Е.Ю. см. Бойко А.А.
Ерушин Е.Ю., Костюкова Н.Ю., Бойко А.А., Мирошниченко И.Б. Автоматизированная система для детектирования атмосферных газов CO , CO_2 и CH_4 на основе параметрических генераторов света. № 3, 67.
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. № 2, 96.
Ершова В.А. см. Сандуляк Д.А.
Ефремов А.М. см. Андреев Ю.А.
- Жарков Я.Е., Кириллов А.С., Мошкунов С.И., Прокофьев А.Б., Хомич В.Ю.** Метод оптимизации распределения емкостей конденсаторов в составе умножителя напряжения по критерию массомощностных характеристик. № 5, 76.
Жидков Н.В. см. Елин И.П.
Жилин Ю.В. см. Головастов С.В.
Жильцов В.А. см. Брагин Е.Ю.
Жиляев К.В. см. Рябченко К.К.
Жмодиков А.Л. см. Коротков С.В.
Жуков А.А., Чекмазов С.В., Лакунов И.С., Мазилкин А.А., Баринов Н.А., Клинов Д.В. Применение стеклянных капилляров с внешним диаметром менее одного микрометра в манипуляторе, изготовленном на основе атомно-силового микроскопа. № 2, 186.
Жуков А.В. см. Новиков С.Г.
Журавлев Н.И. см. Абрамов В.В.
Журов Д.П. см. Волчугов П.А.
- Заборов Д.Н.** см. Аврорин А.В.
Завьялов С.И. см. Аврорин А.В.
Загородников А.В. см. Волчугов П.А.
Загрядский В.А. см. Кузнецова Т.М.
Задеба Е.А. см. Амельчаков М.Б.
Зайцев А.А. см. Бреховских В.В.
Зайцев С.В. см. Рау Э.И.
Замураев Д.О. см. Сафронов К.В.
Замятин Н.И. см. Гуров Ю.Б.
Зарвин А.Е. см. Деринг Е.Д.
Зарвин А.Е. см. Яскин А.С.
Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Дубровин К.А., Деринг Е.Д., Художитков В.Э. Моделирование истечения сверхзвуковых струй в разреженную среду в импульсных режимах. № 5, 205.
Зарезин А.М. см. Вдовин В.Ф.
Зарипов А.Р. см. Костенко М.А.
Зарубин А.Н. см. Аульченко В.М.
Затько Б. см. Гуров Ю.Б.
Звездов Д.Ю. см. Аврорин А.В.
Зеленецкая Е.П. см. Павлюк А.О.
Землянуха П.М. см. Вдовин В.Ф.
Зенкина А.А. см. Котов В.М.
Зимин И.Ю. см. Кузьмин Е.С.
Зубанков А.А. см. Губер Ф.Ф.
Зубков А.Ф. см. Поддаева О.И.
Зуев С.М., Варламов Д.О. Устройство для исследований спектров излучения люминофоров для лазерных осветительных систем. № 2, 103.
Зуфаров М.А. см. Раджапов С.А.

- Иванов Д.А. см. Крюков И.В.
 Иванов И.А. см. Тихонов В.Н.
 Иванов К.А. см. Салахутдинов Г.Х.
 Иванова А.Д. см. Волчугов П.А.
 Иванова А.Л. см. Волчугов П.А.
 Ивашкин А.П. см. Баранов А.Г.
 Ивашкин А.П. см. Губер Ф.Ф.
 Известный А.В. см. Губер Ф.Ф.
 Изучеев В.И. см. Бреховских В.В.
 Иким М.И. см. Шантарович В.П.
 Ильин В.С. см. Елин И.П.
 Ильин И.В. см. Штро К.С.
 Ильина К.Б., Конарев П.В., Суханов А.Е., Волков В.В., Марченкова М.А., Петерс Г.С., Писаревский Ю.В., Шишков В.А. Новая герметичная ячейка с микролитровыми полостями для температурных измерений структуры растворов методом малоуглового рентгеновского рассеяния. № 3, 91.
 Ильичев И.В. см. Прокуратов И.А.
 Илюшин М.А. см. Волчугов П.А.
 Ионин А.А., Киняевский И.О., Козлов А.Ю., Синицын Д.В. Спектрограф на базе пирозлектрической линейки для длинноволновой области среднего ИК-диапазона № 6, 84.
 Исаев А.Н. см. Абрамов В.В.
 Исатаев Т. см. Азнабаев Д.
 Ищенко А.Н., Буркин В.В., 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., Шестопалова А.С. Двуствольная метательная установка для исследования движения группы суперкавитирующих ударников. № 4, 185.
 Кабанов Д.Б. см. Азриель В.М.
 Казаков Е.И. см. Мещанинов С.А.
 Казеев М.Н. см. Брагин Е.Ю.
 Казьмирук В.В. см. Деспотули А.Л.
 Какшин А.Г. см. Борисов Е.С.
 Калмыков Н.Н. см. Волчугов П.А.
 Калугин Н.К. см. Абрамов В.В.
 Каляда В.В. см. Деринг Е.Д.
 Каляда В.В. см. Зарвин А.Е.
 Каляда В.В. см. Яскин А.С.
 Камин Д.В. см. Брагин Е.Ю.
 Камнев И.И. см. Суслов И.А.
 Кан Р.И. см. Павлюк А.О.
 Канцырев А.В. см. Федорец П.В.
 Каплин В.В. см. Рычков М.М.
 Капридов Н.А. см. Ружицкая Д.Д.
 Каракулов Р.А. см. Долотов А.С.
 Карасев В.И. см. Федорец П.В.
 Каретников М.Д. см. Батяев В.Ф.
 Карпов А.В. см. Беседин И.С.
 Карпов Ю.А. см. Выходцев П.В.
 Карпушкин Н.М. см. Губер Ф.Ф.
 Кашук Ю.А. см. Мещанинов С.А.
 Квашнин А.А. см. Филиппов М.В.
 Квашнин А.Н. см. Филиппов М.В.
 Кебкал В.К. см. Аврорин А.В.
 Кебкал К.Г. см. Аврорин А.В.
 Кевдина И.Б. см. Шантарович В.П.
 Кизириди П.П., Озур Г.Е. О распределении плотности энергии в поперечном сечении радиально сходящегося низкоэнергетического сильноточного электронного пучка. № 1, 102.
 Киндин В.В. см. Амелчаков М.Б.
 Киндин В.В. см. Волчугов П.А.
 Киняевский И.О. см. Ионин А.А.
 Кириллов А.С. см. Жарков Я.Е.
 Кирилов В.Д. см. Щемеров И.В.
 Кирьякова А.Ю. см. Бойко А.А.
 Кирьякова А.Ю. см. Ерушин Е.Ю.
 Кирюхин С.Н. см. Волчугов П.А.
 Клименко А.А. см. Суслов И.А.
 Клинов Д.В. см. Жуков А.А.
 Кобелева С.П. см. Щемеров И.В.
 Кобец В.В. см. Трифонов А.Н.
 Ковалёва С.Ф. см. Сафронов К.В.
 Коваленко А.Г. см. Александров И.С.
 Коврижных А.М. см. Филиппов А.Ю.
 Кожин А.С. см. Абрамов В.В.
 Кожин А.С. см. Пасюк Н.А.
 Кожин В.А. см. Аврорин А.В.
 Кожин В.А. см. Волчугов П.А.
 Козленко Н.Г. см. Абрамов В.В.
 Козлов А.А. см. Давыдов С.Г.
 Козлов А.Ю. см. Ионин А.А.
 Козлов В.С. см. Абрамов В.В.
 Козлов В.Ф. см. Брагин Е.Ю.
 Козлов К.А. см. Коротков С.В.
 Козлова Е.С. см. Александров И.С.
 Козловский К.И. см. Вовченко Е.Д.
 Козулин Р.К. см. Ломоносов А.А.
 Коконцев Д.А. см. Мерзликин Г.В.

- Кокоулин Р.П.** см. Амельчаков М.Б.
Кокоулин Р.П. см. Волчугов П.А.
Колбин М.М. см. Аврорин А.В.
Колесникова Л.И. см. Азриель В.М.
Колигаев С.О. см. Аврорин А.В.
Колобов В.В., Баранник М.Б. Термостатированный магнитоизмерительный канал. № 1, 128.
Колосов Н.И. см. Волчугов П.А.
Кольцов А.В. см. Алексеев В.И.
Комарский А.А., Корженевский С.Р. Исследование распределения интенсивности и энергии излучения импульсных рентгеновских трубок коаксиального типа с пиковыми напряжениями до 615 кВ. № 2, 110.
Компаниец К.Г. см. Амельчаков М.Б.
Компаниец К.Г. см. Волчугов П.А.
Компаниец К.Г. см. Пасюк Н.А.
Конарев П.В. см. Ильина К.Б.
Конищев К.В. см. Аврорин А.В.
Коновалов А.М. см. Александров И.С.
Коновалов П.И. см. Долотов А.С.
Копылов Ю.А. см. Гуров Ю.Б.
Корженевский С.Р. см. Комарский А.А.
Коркишко С.Д. см. Костенко М.А.
Кормилицын В.А. см. Алферов В.Н.
Корнев В.К. см. Ломоносов А.А.
Корниевский М.А. см. Аульченко В.М.
Корноухов В.Н. см. Александров И.С.
Коробцев С.В. см. Брагин Е.Ю.
Коробченко А.В. см. Аврорин А.В.
Короленко П.В., Кубанов Р.Т., Павлов Н.Н. Пространственный модулятор когерентного излучения на основе жидкокристаллического дисплея персонального компьютера. № 2, 101.
Корольков Л.В. см. Ищенко А.Н.
Коростелева Е.Е. см. Волчугов П.А.
Коротков Д.А. см. Коротков С.В.
Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Козлов К.А., Коротков Д.А. Электроразрядное устройство для получения наночастиц из токопроводящих гранул. № 3, 148.
Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Генератор мощных наносекундных импульсов квазипрямоугольной формы. № 5, 92.
Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Транзисторные генераторы мощных прямоугольных импульсов с субмикросекундной длительностью. № 1, 71.
Корякин С.Н. см. Мещанинов С.А.
Космач Д.А. см. Черных Д.В.
Костенко М.А., Матросов И.И., Зарипов А.Р., Таничев А.С., Волков В.К., Коркишко С.Д., Петров Д.В. Газоанализатор, основанный на спектроскопии комбинационного рассеяния, с многомодовым диодным лазером в качестве источника возбуждения. № 6, 110.
Костриченко И.А. см. Брагин Е.Ю.
Костюкова Н.Ю. см. Бойко А.А.
Костюкова Н.Ю. см. Ерушин Е.Ю.
Котляревский С.Г. см. Павлюк А.О.
Котов А.В. см. Вдовин В.Ф.
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. № 1, 115.
Коченда Л.М. см. Глушкова Т.И.
Кошелев В.И. см. Андреев Ю.А.
Кошелец В.П. см. Беседин И.С.
Кошечкин А.П. см. Аврорин А.В.
Кравцов П.А. см. Глушкова Т.И.
Кравченко Е.А. см. Волчугов П.А.
Красильников А.В. см. Мещанинов С.А.
Кречетов Ю.Ф. см. Алексеев В.И.
Кристи Н.М. см. Федорец П.В.
Круглов А.А. см. Кузьмин Е.С.
Круглов М.В. см. Аврорин А.В.
Крупенин В.А. см. Ломоносов А.А.
Крутик М.И. см. Тимошенко М.В.
Крюков А.П. см. Волчугов П.А.
Крюков И.В., Сапожников О.А., Иванов Д.А., Петров Н.Х. Метод оптоакустической спектроскопии в исследовании супрамолекулярных систем на основе кукурбитурилов. № 4, 166.
Кубанов Р.Т. см. Короленко П.В.
Кубраков Р.В. см. Ломоносов А.А.
Кузин С.В. см. Асадчиков В.Е.
Кузнецов В.В., Андреев В.В. Установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи. № 2, 64.
Кузнецов Р.А. см. Новиков С.Г.
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. № 1, 173.

- Кузьмин А.В., Стерлядкин В.В.** Юстировка и измерение углов поляризаций в микроволновых радиометрах. № 4, 173.
- Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А., Малышев В.Л.** Сравнительный анализ методов разделения сигналов от нейтронов и гамма-квантов от сцинтилляторов на основе литиевого стекла. № 2, 46.
- Кузьмичев Л.А.** см. Волчугов П.А.
- Кулепов В.Ф.** см. Аврорин А.В.
- Кумпан А.В.** см. Александров И.С.
- Кунькова З.Э.** см. Маркин Ю.В.
- Курилкин А.К.** см. Петрова М.О.
- Кустов А.С.** см. Сафронов К.В.
- Кутузов Д.С.** см. Брагин Е.Ю.
- Кучинский Н.А.** см. Кузьмин Е.С.
- Кушин В.В.** см. Салахутдинов Г.Х.
- Кьявасса А.** см. Волчугов П.А.
- Лаврова М.В.** см. Волчугов П.А.
- Лагов П.Б.** см. Щемеров И.В.
- Лагутин А.А.** см. Волчугов П.А.
- Ладыгина Е.М.** см. Федорец П.В.
- Лазарев А.Б.** см. Абрамов В.В.
- Лакунов И.С.** см. Жуков А.А.
- Лебедев А.В.** Измерение кривых намагничивания магнитных жидкостей: сравнение метода дифференциальной прогонки и вибрационного магнитометра. № 5, 148.
- Лебедев В.А.** см. Николайчук И.Ю.
- Лебедева Е.Г.** Способ определения газосодержания в двухфазной смеси по величине падения давления в потоке при ее движении. № 6, 138.
- Лемешев Ю.Е.** см. Аврорин А.В.
- Лемешев Ю.Е.** см. Волчугов П.А.
- Лемешко Б.Д.** см. Прокуратов И.А.
- Леонтьев В.В.** см. Шитенков М.О.
- Леснов И.В.** см. Вдовин В.Ф.
- Лисин Д.В.** Блок управления поэлементным контролем напряжений на литий-ионной аккумуляторной батарее для применения в космических экспериментах. № 1, 211.
- Литвиненко Е.И.** см. Петрова М.О.
- Лицкевич А.Ю.** см. Шункеев К.Ш.
- Лобанов В.Е.** см. Миньков К.Н.
- Лобода Е.А.** см. Борисов Е.С.
- Логачев В.И.** см. Филиппов М.В.
- Логвиненко С.В.** Система регистрации сигналов многолучевого радиотелескопа БСА ПРАО АКЦ ФИАН. № 1, 146.
- Ломоносов А.А., Кубраков Р.В., Филиппенко Л.В., Козулин Р.К., Крупенин В.А., Корнев В.К., Тарасов М.А.** Четырехфотонный джозефсоновский параметрический СВЧ-усилитель бегущей волны. № 5, 69.
- Лубсандоржиев Б.К.** см. Волчугов П.А.
- Лубсандоржиев Н.Б.** см. Волчугов П.А.
- Лукьянов С.М.** см. Азнабаев Д.
- Лукьяшин А.В.** см. Александров И.С.
- Лутчев А.В.** см. Алферов В.Н.
- Лычагин А.А.** см. Мещанинов С.А.
- Львов А.И.** см. Алексеев В.И.
- Ляпин Д.Д.** см. Губер Ф.Ф.
- Ляпунов Д.Ю.** см. Авдзейко В.И.
- Мазилкин А.А.** см. Жуков А.А.
- Мазницин А.Д.** см. Батяев В.Ф.
- Маишеев В.А.** см. Абрамов В.В.
- Майстренко И.В.** см. Ищенко А.Н.
- Макагонов С.А.** см. Федорец П.В.
- Маковеева К.А.** см. Кузнецова Т.М.
- Максимов В.В.** см. Пинженин Е.И.
- Максумов О.С.** см. Филиппов М.В.
- Маламут Т.Ю.** см. Кузнецова Т.М.
- Малахов С.Д.** см. Волчугов П.А.
- Малышев В.Л.** см. Кузьмин Е.С.
- Малютин А.М.** см. Соколов В.И.
- Мамаев М.В.** см. Губер Ф.Ф.
- Маркин Ю.В., Кунькова З.Э.** Селективный измеритель токов фотоэлектронного умножителя для спектроскопии магнитного кругового дихроизма в отраженном свете. № 4, 156.
- Мартirosян М.Д.** Прибор, измеряющий предел прочности многослойных стержней методом двухточечного изгиба. № 4, 181.
- Мартынович Ф.Г.** см. Семена Н.П.
- Марухно А.С.** см. Вдовин В.Ф.
- Марухно А.С., Эдельман В.С.** Рефрижератор глубокого охлаждения субтерагерцевых детекторов для радиоастрономических исследований. № 5, 214.
- Марченкова М.А.** см. Ильина К.Б.
- Маслова Е.В.** см. Абрамов В.В.
- Матросов И.И.** см. Костенко М.А.
- Махмутов В.С.** см. Филиппов М.В.
- Махнев А.И.** см. Губер Ф.Ф.

- Маширов А.В.** см. Суслов Д.А.
- Медынский М.В.** см. Бреховских В.В.
- Мельник Ю.М.** см. Абрамов В.В.
- Мерзликин Г.В., Коконцев Д.А., Яковлев И.А., Акулиничев С.В.** Оценка точности дозиметрии протонных пучков пленочными детекторами. № 5, 161.
- Мешков О.И.** см. Тимошенко М.В.
- Мешанин А.П.** см. Абрамов В.В.
- Мещанин А.П.** см. Алферов В.Н.
- Мещанинов С.А., Родионов Н.Б., Красильников А.В., Сабуров В.О., Казаков Е.И., Лычагин А.А., Корякин С.Н., Кашук Ю.А., Родионов Р.Н., Амосов В.Н., Джурик А.С.** Исследование характеристик поля нейтронов с энергией 14.7 МэВ алмазным детектором. № 4, 42.
- Мешеряков А.А.** см. Гулько В.Л.
- Мешеряков А.А.** см. Щемеров И.В.
- Мешеряков 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. № 1, 85.
- Мизин С.В.** см. Филиппов М.В.
- Микушкин А.Ю.** см. Головастов С.В.
- Микушкина А.А.** см. Головастов С.В.
- Миленин М.Б.** см. Аврорин А.В.
- Милков В.М.** см. Петрова М.О.
- Минаев Н.Г.** см. Абрамов В.В.
- Минаев Н.Г.** см. Алферов В.Н.
- Минеев К.В.** см. Вдовин В.Ф.
- Миньков К.Н., Ружицкая Д.Д., Боровкова О.В., Власов С.В., Галкин М.Л., Амелькин А.С., Лобанов В.Е., Биленко И.А.** Автоматизированная установка для изготовления оптических волокон с субмикронным диаметром. № 2, 170.
- Миньков К.Н.** см. Ружицкая Д.Д.
- Миргазов Р.Р.** см. Аврорин А.В.
- Миргазов Р.Р.** см. Волчугов П.А.
- Мирова О.А.** см. Головастов С.В.
- Мирошниченко И.Б.** см. Ерушин Е.Ю.
- Митрофанов В.Ф.** см. Егоров А.С.
- Митрофанов К.В.** см. Егоров А.С.
- Михайленко М.С.** см. Гусева В.Е.
- Михайлов Ю.В.** см. Прокураторов И.А.
- Михеев П.А.** см. Чернышов А.К.
- Моисеев В.В.** см. Абрамов В.В.
- Монхоев Р.Д.** см. Волчугов П.А.
- Морозов Д.А.** см. Абрамов В.В.
- Морозов С.В.** см. Губер Ф.Ф.
- Москвич П.В.** см. Бусыгина И.А.
- Мочалов В.В.** см. Абрамов В.В.
- Мочалов В.В.** см. Алферов В.Н.
- Мошкунов А.И.** см. Аврорин А.В.
- Мошкунов С.И.** см. Жарков Я.Е.
- Муллагалиева Ф.Г.** см. Раджапов С.А.
- Муравьев В.М.** см. Вдовин В.Ф.
- Мурин Ю.А.** см. Шитенков М.О.
- Мусин С.А.** см. Баранов А.Г.
- Назаров М.А.** см. Семенов Э.В.
- Наумов Д.В.** см. Аврорин А.В.
- Наумов П.Ю.** см. Бусыгина И.А.
- Наумов П.Ю.** см. Салахутдинов Г.Х.
- Неганов А.Б.** см. Абрамов В.В.
- Немченко И.Б.** см. Суслов И.А.
- Нерук В.Ю.** см. Пивнев П.П.
- Нерук В.Ю., Пивнев П.П., Давыдов Д.А.** Измерение диаграммы направленности антенны в полосе рабочих частот. № 3, 131.
- Нестеров В.М.** см. Абрамов В.В.
- Нечай А.Н.** см. Гусева В.Е.
- Нечипоренко Ю.В.** см. Гусев Ю.И.
- Никифоров В.Е., Барков Е.В., Никифоров Е.В.** Измерение энергетических параметров инсоляции в условиях наземной эксплуатации фотоэлектрических модулей. № 6, 105.
- Никифоров Е.В.** см. Никифоров В.Е.
- Николаев А.С.** см. Аврорин А.В.
- Николайчук И.Ю., Горбачев Е.В., Лебедев В.А., Седых Г.С., Смирнов В.Л., Шандов М.М.** Разработка программного обеспечения диагностики и коррекции замкнутой орбиты пучка в бустере инжекционного комплекса коллайдера NICA. № 5, 31.
- Новиков В.И.** см. Кузнецова Т.М.
- Новиков К.Д.** см. Абрамов В.В.
- Новиков С.Г., Беринцев А.В., Алексеев А.С., Жуков А.В., Кузнецов Р.А., Бобровская К.С., Черторийский А.А., Приходько В.В.** Разработка и исследование системы измерения распределения поверхностного выхода бета-излучения плоского источника. № 4, 50.
- Новиков Ю.Н.** см. Гусев Ю.И.
- Новинский Д.В.** см. Абрамов В.В.

- Ногац Л.В. см. Абрамов В.В.
 Норманов Д.Д. см. Аткин Э.В.
 Носов В.И. см. Вдовин В.Ф.
 Нурбоев К.М. см. Раджапов С.А.
 Нуртдинов Р.И. см. Долотов А.С.
 Нурушева М.Б. см. Абрамов В.В.
- Одиванов В.Л. см. Шагалов В.А.
 Одиванов В.Л., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Шагалов В.А., Баязитов А.А. Аппаратно-программный комплекс мониторинга температуры магнита магнитно-резонансного томографа. № 3, 118.
 Озур Г.Е. см. Кизириди П.П.
 Окунев И.Н. см. Штро К.С.
 Окунева Э.А. см. Волчугов П.А.
 Осипова Э.А. см. Волчугов П.А.
- Павленко А.В. см. Штро К.С.
 Павлов Н.Н. см. Короленко П.В.
 Павлюк А.О., Котляревский С.Г., Кан Р.И., Зеленецкая Е.П. Опыт и возможности применения сканирующих устройств для контроля радиационных полей в остановленных уран-графитовых реакторах. № 3, 25.
 Пан А. см. Волчугов П.А.
 Панарин В.А. см. Скакун В.С.
 Панов А.Д. см. Волчугов П.А.
 Паньков Л.В. см. Волчугов П.А.
 Панюшкин В.А. см. Федорец П.В.
 Панюшкина А.Н. см. Федорец П.В.
 Парфенов П.Е. см. Губер Ф.Ф.
 Пасюк Н.А., Борисов А.А., Компаниец К.Г., Кожин А.С., Фахрутдинов Р.М., Целиненко М.Ю., Шутенко В.В., Яшин И.И. Детектор на дрейфовых трубках гибридного годоскопа для мюонной томографии крупномасштабных объектов. № 2, 29.
 Пасюк Н.А., Компаниец К.Г., Петрухин А.А., Целиненко М.Ю., Шутенко В.В., Яшин И.И. Сцинтилляционный стриповый детектор гибридного годоскопа для мюонной томографии крупномасштабных объектов. № 4, 57.
 Пахомов А.Ю. см. Рябченко К.К.
 Пахоруков А.Л. см. Волчугов П.А.
 Перекалов А.А. см. Гусева В.Е.
 Петерс Г.С. см. Ильина К.Б.
 Петров Д.В. см. Костенко М.А.
 Петров Н.Х. см. Крюков И.В.
- Петрова М.О., Богдзель А.А., Боднарчук В.И., Даулбаев О., Милков В.М., Курилкин А.К., Булатов К.В., Дмитриев А.В., Бабкин В.А., Авдеев М.М., Литвиненко Е.И. Прототип двухкоординатного позиционно-чувствительного детектора медленных нейтронов на основе плоскопараллельной резистивной камеры с пленкой карбида бора, обогащенной по изотопу ^{10}B . № 6, 22.
 Петрухин А.А. см. Амельчаков М.Б.
 Петрухин А.А. см. Волчугов П.А.
 Петрухин А.А. см. Пасюк Н.А.
 Петухов Д.П. см. Аврорин А.В.
 Пивнев П.П., Давыдов Д.А., Нерук В.Ю. Влияние бокового акустического экрана на диаграмму направленности антенны гидролокатора бокового обзора. № 3, 136.
 Пивнев П.П. см. Нерук В.Ю.
 Пиксайкин В.М. см. Егоров А.С.
 Пилипенко А.С. см. Сафронов К.В.
 Пинженин Е.И., Максимов В.В. Применение методов ядерной физики для диагностики плазмы на основе газодинамической ловушки. № 2, 53.
 Пинчук А.В. см. Александров И.С.
 Писаревский Ю.В. см. Ильина К.Б.
 Пискун А.А. см. Абрамов В.В.
 Плешакова Р.П. см. Вовченко Е.Д.
 Плис Ю.А. см. Абрамов В.В.
 Плиско В.В. см. Андреев Ю.А.
 Плисковский Е.Н. см. Аврорин А.В.
 Подгрудков Д.А. см. Волчугов П.А.
 Поддаева О.И., Зубков А.Ф. Исследование параметров и характеристик турбулентного потока в рабочей зоне аэродинамической трубы. № 4, 191.
 Поздняков В.С. см. Семенов Э.В.
 Поздняков Е.В. см. Елин И.П.
 Полисмакова М.Н., см. Сандуляк Д.А.
 Пологов И.Е. см. Беседин И.С.
 Полторыхин К.М. см. Семенов Э.В.
 Полулях С.Н. см. Суслов Д.А.
 Полянский В.В. см. Алексеев В.И.
 Полянский В.В. см. Губер Ф.Ф.
 Понкин Д.О. см. Трифонов А.Н.
 Попов А.В. см. Гусев Ю.И.
 Попова Е.Г. см. Волчугов П.А.
 Постников Е.Б. см. Волчугов П.А.
 Потапов А.В. см. Борисов Е.С.

- Потапов А.В. см. Сафронов К.В.
Пресняков А.Ю. см. Батяев В.Ф.
Приходько В.В. см. Новиков С.Г.
Прокопенко Е.А. см. Яшков С.А.
Прокофьев А.Б. см. Жарков Я.Е.
Прокуратов И.А., Михайлов Ю.В., Лемешко Б.Д., Ильичев И.В., Григорьев Т.А., Дулатов А.К., Юрков Д.И. Пеннинговский источник ионов в системах инерциального электростатического удержания плазмы. № 2, 80.
Просин В.В. см. Волчугов П.А.
Прудкогляд А.Ф. см. Абрамов В.В.
Птускин В.С. см. Волчугов П.А.
Пушнин А.А. см. Волчугов П.А.
- Раджапов Б.С. см. Раджапов С.А.
Раджапов С.А., Нурбоев К.М., Муллагалиева Ф.Г., Раджапов Б.С., Зуфаров М.А. Разработка многоканального радиометра на основе кремниевых детекторов для измерения альфа-, бета- и гамма-излучений естественных изотопов. № 1, 141.
Разуваева О.Е. см. Александров И.С.
Разумейко М.В. см. Филиппов М.В.
Разумов А.Ю. см. Волчугов П.А.
Райкин Р.И. см. Волчугов П.А.
Рау Э.И., Зайцев С.В. Аппаратная функция отклика детектора отраженных электронов и контраст химического состава образцов в сканирующей электронной микроскопии. № 4, 143.
Ревазов В.О. см. Давыдов С.Г.
Рогаев К.С. см. Ищенко А.Н.
Родионов А.И. см. Асадчиков В.Е.
Родионов Н.Б. см. Мещанинов С.А.
Родионов Р.Н. см. Мещанинов С.А.
Розанов М.И. см. Аврорин А.В.
Розов С.В. см. Гуров Ю.Б.
Ростов В.В. см. Выходцев П.В.
Рошин Б.С., см. Асадчиков В.Е.
Рубцов Г.И. см. Волчугов П.А.
Рудик Д.Г. см. Александров И.С.
Ружицкая Д.Д. см. Миньков К.Н.
Ружицкая Д.Д., Воробьев А.К., Капридов Н.А., Самойленко А.А., Миньков К.Н. Полированное волокно как перспективный элемент для связи с микрорезонатором с модами шепчущей галереи. № 2, 179.
Рулевский В.М. см. Авдзейко В.И.
- Рупасов А.А. см. Салахутдинов Г.Х.
Русаков А.А. см. Асадчиков В.Е.
Русин Л.Ю. см. Азриель В.М.
Рухман А.А. см. Вовченко Е.Д.
Рыжиков С.В. см. Абрамов В.В.
Рыжков А.В. см. Кузнецова Т.М.
Рыкалин В.И. см. Бреховских В.В.
Рыков В.Л. см. Абрамов В.В.
Рыков В.Л. см. Алферов В.Н.
Рыльцов В.В. см. Абрамов В.В.
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. № 1, 107.
Рябов А.Д. см. Абрамов В.В.
Рябов А.Д. см. Алферов В.Н.
Рябов Е.В. см. Аврорин А.В.
Рябов Е.В. см. Волчугов П.А.
Рябова Т.Д. см. Абрамов В.В.
Рябова Т.Д. см. Алферов В.Н.
Рябченко К.К., Пахомов А.Ю., Жилиев К.В., Старостенко А.А. Влияние процесса ускоренного старения на основе характеристики датчиков Холла. № 3, 100.
Рязанцев А.В. см. Абрамов В.В.
- Сабирова Л.Ю. см. Яруллин Л.Ю.
Сабуров В.О. см. Мещанинов С.А.
Савельев-Трофимов А.Б. см. Салахутдинов Г.Х.
Сагимбаева Ш.Ж. см. Шункеев К.Ш.
Садовский С.А. см. Бреховских В.В.
Салахутдинов Г.Х. см. Баранов А.Г.
Салахутдинов Г.Х. см. Бусыгина И.А.
Салахутдинов Г.Х., Иванов К.А., Григорьева И.Г., Кушин В.В., Рупасов А.А., Цымбалов И.Н., Савельев-Трофимов А.Б., Бусыгина И.А., Наумов П.Ю. Исследование спектрального состава рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы термолуминесцентными детекторами. № 5, 126.
Салашенко Н.Н. см. Гусева В.Е.
Салихов И.З. см. Яруллин Л.Ю.
Салодкин С.С., Сохорева В.В. Новый способ охлаждения твердотельной мишени при производстве радионуклидов йод-123/124 на циклотроне. № 2, 4.
Саломатин А.С. см. Черных Д.В.

- Саломатин А.С. см. Юсупов В.И.
- Салтанова Е.С. см. Асадчиков В.Е.
- Сальков В.А. см. Вдовин В.Ф.
- Салюк А.Н. см. Черных Д.В.
- Самигуллин Э.И. см. Абрамов В.В.
- Саммель А.Ю. см. Ищенко А.Н.
- Самойленко А.А. см. Ружицкая Д.Д.
- Самолига В.С. см. Волчугов П.А.
- Саморокова Н.М. см. Ищенко А.Н.
- Самохвалов В.Н. Тепловизионное исследование турбулентных структур на выходах из вихревой трубы. № 4, 199.
- Сандуляк А.А. см. Сандуляк Д.А.
- Сандуляк А.В. см. Сандуляк Д.А.
- Сандуляк Д.А., Сандуляк А.А., Ершова В.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Харин А.С. Реализация магнитно-реологического метода контроля магнитной восприимчивости частицы при обеспечении ее искусственного зависания № 6, 100.
- Сапожников О.А. см. Крюков И.В.
- Сатышев И. см. Волчугов П.А.
- Сафронов Г.Б. см. Аврорин А.В.
- Сафронов К.В., Флегентов В.А., Горохов С.А., Шамаева Н.Н., Тищенко А.С., Замураев Д.О., Шамраев А.Л., Ковалёва С.Ф., Фёдоров Н.А., Дубровских С.М., Пилипенко А.С., Кустов А.С., Шибаков Е.А., Потапов А.В. Применение лазер-плазменного ускорителя протонов для исследования одиночных радиационных эффектов в микроэлектронном устройстве. № 5, 106.
- Свешникова Л.Г. см. Волчугов П.А.
- Свирида Д. Н. (от имени коллаборации ДАНСС). Новая конструкция сцинтилляционных стрипов для модернизации детектора ДАНСС. № 4, 69.
- Свирида Д.Н. см. Абрамов В.В.
- Свиридов В.В. см. Буркин Е.Ю.
- Севрюк М.Б. см. Азриель В.М.
- Седых Г.С. см. Николайчук И.Ю.
- Сеитова Д. см. Аврорин А.В.
- Семена Н.П., Доброленский Ю.С., Сербин Д.В., Вязоветский Н.А., Мартынович Ф.Г. Теплопроницаемость экранно-вакуумной теплоизоляции в атмосфере Марса. № 1, 151.
- Семенов А.М., Смирнов А.В. Изучение термического газовыделения из люминофора Р43 и аэрогеля для применения в вакуумной системе ЦКП “СКИФ”. № 2, 194.
- Семенов О.Ю. см. Алексеев М.М.
- Семенов П.А. см. Абрамов В.В.
- Семенов П.А. см. Алферов В.Н.
- Семенов Э.В., Назаров М.А., Фатеев А.В., Полторыхин К.М., Березин А.А., Поздняков В.С. Измерение нелинейного рассеяния видеоимпульсных электромагнитных волн малоразмерными объектами. № 4, 115.
- Семилетов И.П. см. Черных Д.В.
- Семилетов И.П. см. Юсупов В.И.
- Сенько В.А. см. Абрамов В.В.
- Серазетдинов А.Р. см. Аткин Э.В.
- Сербинов Д.В. см. Семена Н.П.
- Сергеев А.И. Активное подавление пульсаций выходного напряжения высоковольтных источников напряжения. № 6, 65.
- Сергеев А.И. Защита источников напряжения от токовой перегрузки. № 6, 69.
- Сергеев Д.М. см. Шункеев К.Ш.
- Сергеев Д.С. см. Брагин Е.Ю.
- Серебров А.П. см. Фомин А.К.
- Серебряков Д.В. см. Губер Ф.Ф.
- Сидоренков А.Ю. см. Волчугов П.А.
- Сидорин С.С. см. Алексеев В.И.
- Сидоркин В.В. USB-контроллер крейта КАМАК для отладочного стенда на основе Arduino Mega 2560. № 4, 217.
- Сидоркин В.В. ФКИ-16 — формирователь импульсов для настройки и тестирования преобразователей время—код с калибруемой шкалой преобразования. № 1, 213.
- Сидоров А.Д. см. Ищенко А.Н.
- Сиксин В.В., Щеголев И.Ю. Формирование источника эпитепловых нейтронов на ускорителе “Прометеус” для исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов. № 2, 12.
- Силаев А.А. см. Волчугов П.А.
- Силаев (мл.) А.А. см. Волчугов П.А.
- Симаков Г.Е. см. Александров И.С.
- Синицын Д.В. см. Ионин А.А.
- Синяткин С.В. см. Штро К.С.
- Сиомаш М.Д. см. Бобылев Д.А.
- Сиренко А.Э. см. Аврорин А.В.
- Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Панарин В.А., Сорокин Д.А. Компактный излучатель для эксилампы с длиной волны 126 нм. № 3, 82.
- Скакунов М.С. см. Аульченко В.М.
- Скурихин А.В. см. Аврорин А.В.

- Скурихин А.В. см. Волчугов П.А.
 Смирнов А.В. см. Семенов А.М.
 Смирнов В.И. см. Азнабаев Д.
 Смирнов В.Л. см. Николайчук И.Ю.
 Смирнов С.С. см. Андреев Ю.А.
 Смолянский В.А. см. Рычков М.М.
 Соков С.В. см. Филиппов М.В.
 Соколов А.В. см. Волчугов П.А.
 Соколов В.И., Глебов В.Н., Горячук И.О., Малютин А.М. Приставка к оптическому люминесцентному микроскопу ЛЮАМ-И-УФ1 для наблюдения наночастиц в глубоком УФ-диапазоне. № 6, 152.
 Солдатов М.М. см. Абрамов В.В.
 Солин А.А. см. Аткин Э.В.
 Солнышкина О.А. см. Гарифуллин И.Ш.
 Соловьев А.Г. см. Аврорин А.В.
 Соловьев В.А. см. Алферов В.Н.
 Соловьев Л.Ф. см. Абрамов В.В.
 Солодов А.Н. см. Азнабаев Д.
 Сорокин В.Б. Формирование фокусных пятен тормозного излучения бетатронов с использованием мишеней малого размера. № 6, 72.
 Сорокин Д.А. см. Скакун В.С.
 Сорокиков М.Н. см. Аврорин А.В.
 Сосин С.С. см. Яфарова А.Ф.
 Соснов Д.Е. см. Гусев Ю.И.
 Сосновцев В.В. см. Александров И.С.
 Сохорева В.В. см. Салодкин С.С.
 Спивак Э.А. см. Черных Д.В.
 Спицын А.В. см. Брагин Е.Ю.
 Старостенко А.А. см. Рябченко К.К.
 Степченко А.С. см. Выходцев П.В.
 Стерлядкин В.В. см. Кузьмин А.В.
 Стрелецкая Е.А. см. Гуров Ю.Б.
 Стрижак А.О. см. Баранов А.Г.
 Стромаков А.П. см. Аврорин А.В.
 Стукалов С.С. см. Азнабаев Д.
 Суворова О.В. см. Аврорин А.В.
 Суслов Д.А., Ветошко П.М., Маширов А.В., Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Шавров В.Г. Магнитооптический метод наблюдения фаз магнитной упорядоченности пленок редкоземельных ферритов-гранатов с точкой компенсации. № 1, 192.
 Суслов И.А., Немченко И.Б., Клименко А.А., Быстрыков А.Д., Камнев И.И. Теллурсодержащие пластмассовые сцинтилляторы. № 1, 44.
 Суслов Н.А. см. Елин И.П.
 Суханов А.Е. см. Ильина К.Б.
 Сухов А.Е. см. Брагин Е.Ю.
 Таболенко В.А. см. Аврорин А.В.
 Таболенко В.А. см. Волчугов П.А.
 Танаев А.Б. см. Волчугов П.А.
 Таничев А.С. см. Костенко М.А.
 Тараканов В.И. см. Абрамов В.В.
 Тарасенко В.Ф. см. Скакун В.С.
 Тарасенко И.А. см. Федорец П.В.
 Тарасиков В.П. Высокотемпературная установка для измерения коэффициента линейного расширения. № 1, 197.
 Тарасов М.А. см. Ломоносов А.А.
 Терентьев А.А. Электростатическая линза для коррекции пучка ионов магнетронного источника. № 2, 93.
 Терентьев И.А. см. Тимошенко М.В.
 Терновой М.Ю. см. Волчугов П.А.
 Тимошенко М.В., Бояркина В.Е., Дорохов В.Л., Крутик М.И., Мешков О.И., Терентьев И.А. Применение камеры Наногейт-38 для диагностики пучка в коллайдере ВЭПП-2000. № 5, 23.
 Тихонов А.В. см. Тихонов В.Н.
 Тихонов В.Н., Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов А.В. Устройство ввода СВЧ-мощности в разрядную камеру экспериментальной установки. № 4, 125.
 Тищенко А.С. см. Сафронов К.В.
 Ткачев Л.Г. см. Волчугов П.А.
 Толбанов О.П. см. Аульченко В.М.
 Трахтенберг Л.И. см. Шантарович В.П.
 Трифонов А.Н., Донец Д.Е., Кобец В.В., Понкин Д.О., Шириков И.В. Применение усилителя мощности УМП-300 в системе СВЧ-питания линейного ускорителя электронов ЛИНАК-200. № 3, 153.
 Тяжев А.В. см. Аульченко В.М.
 Убаев Ж.К. см. Шункеев К.Ш.
 Узунян А.В. см. Абрамов В.В.
 Ульзутуев Б.Б. см. Аврорин А.В.
 Усенко Е.А. Быстродействующий суммирующий предусилитель для времяпролетных камер эксперимента HARP (PS214, CERN) № 6, 44.
 Усенко Е.А. см. Аткин Э.В.

- Усенко Е.А.** ТОТ-метод с формирователем импульса на основе математической функции приподнятого косинуса. № 1, 57.
- Усов Ю.А.** см. Абрамов В.В.
- Ушаков Н.А.** см. Волчугов П.А.
- Файт Л.** см. Аврорин А.В.
- Фатеев А.В.** см. Семенов Э.В.
- Фаттахов Я.В.** см. Одиванов В.Л.
- Фаттахов Я.В.** см. Шагалов В.А.
- Фахрутдинов А.Р.** см. Одиванов В.Л.
- Фахрутдинов А.Р.** см. Шагалов В.А.
- Фахрутдинов Р.М.** см. Абрамов В.В.
- Фахрутдинов Р.М.** см. Пасюк Н.А.
- Федорец П.В., Чернецкий В.Д., Балануца П.В., Герасимов А.С., Голубев А.А., Гусев Л.Н., Долголенко А.Г., Канцырев А.В., Карасев В.И., Кристи Н.М., Ладыгина Е.М., Макагонов С.А., Панюшкин В.А., Панюшкина А.Н., Тарасенко И.А., Халявин А.Б.** Прототип криогенной корпускулярной водородной мишени для эксперимента PANDA. № 2, 206.
- Федоров А.Н.** см. Абрамов В.В.
- Федоров В.А.** см. Асадчиков В.Е.
- Фёдоров Н.А.** см. Сафронов К.В.
- Федорченко В.Н.** см. Алферов В.Н.
- Фетисов А.А.** см. Глушкова Т.И.
- Филиппенко Л.В.** см. Беседин И.С.
- Филиппенко Л.В.** см. Ломоносов А.А.
- Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М.** Модификации бессепарационного расходомера нефть–вода–газ с двухизотопным гамма-плотномером для частных случаев применения. № 2, 156.
- Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.А., Квашнин А.Н., Разумейко М.В., Логачев В.И., Мизин С.В., Соков С.В.** Блок электроники для научной аппаратуры “Солнце-Терагерц”. № 3, 108.
- Филиппов Ю.П.** см. Филиппов А.Ю.
- Финогеев Д.А.** см. Губер Ф.Ф.
- Флегентов В.А.** см. Сафронов К.В.
- Фомин А.К., Серебров А.П.** Турбинный эффект в эксперименте с хранением ультрахолодных нейтронов. № 2, 21.
- Фомин В.Н.** см. Аврорин А.В.
- Хабриев И.Ш.** см. Яруллин Л.Ю.
- Хайрутдинов В.Ф.** см. Яруллин Л.Ю.
- Хайрутдинов Э.Н.** см. Брагин Е.Ю.
- Халявин А.Б.** см. Федорец П.В.
- Ханкин В.В.** см. Бобылев Д.А.
- Харин А.С.** см. Сандуляк Д.А.
- Харук И.В.** см. Аврорин А.В.
- Хафизова Е.А.** см. Алексеев В.И.
- Холин Д.И.** см. Яфарова А.Ф.
- Холкин А.Н.** см. Алферов В.Н.
- Хомич В.Ю.** см. Жарков Я.Е.
- Хохлов С.С.** см. Амельчаков М.Б.
- Храмов Е.В.** см. Аврорин А.В.
- Хромов А.В.** см. Александров И.С.
- Художитков В.Э.** см. Деринг Е.Д.
- Художитков В.Э.** см. Зарвин А.Е.
- Художитков В.Э.** см. Яскин А.С.
- Целиненко М.Ю.** см. Пасюк Н.А.
- Цымбаленко В.Л.** Цифровой индикатор формации на датчике ПМТ-4М. № 1, 216.
- Цымбалов И.Н.** см. Салахутдинов Г.Х.
- Чадымов В.А.** см. Аврорин А.В.
- Чекмазов С.В.** см. Жуков А.А.
- Чепурнов А.С.** см. Аврорин А.В.
- Чернецкий В.Д.** см. Федорец П.В.
- Чернов Д.В.** см. Волчугов П.А.
- Черных Д.В., Шахова Н.Е., Космач Д.А., Доманюк А.В., Салюк А.Н., Спивак Э.А., Саломатин А.С., Гершелис Е.В., Семилетов И.П.** Стенд для исследования локального апвеллинга, вызванного всплывающими пузырьками. № 3, 155.
- Чернышев Б.А.** см. Гуров Ю.Б.
- Чернышов А.К., Михеев П.А.** Перестраиваемый диодный лазер с коротким tandemным внешним резонатором. № 3, 86.
- Черторийский А.А.** см. Новиков С.Г.
- Чупашев А.В.** см. Ищенко А.Н.
- Чхало Н.И.** см. Гусева В.Е.
- Шабанов А.И.** см. Губер Ф.Ф.
- Шавров В.Г.** см. Суслов Д.А.
- Шагалов В.А.** см. Одиванов В.Л.
- Шагалов В.А., Фахрутдинов А.Р., Фаттахов Я.В., Одиванов В.Л.** Широкополосный приемник для ЯМР-томографа. № 3, 125.
- Шайбонов Б.А.** см. Аврорин А.В.
- Шакиров А.В.** см. Александров И.С.

- Шаланда Н.А. см. Абрамов В.В.
Шамаева Н.Н. см. Сафронов К.В.
Шамраев А.Л. см. Сафронов К.В.
Шангараев А.А. см. Бреховских В.В.
Шандов М.М. см. Николайчук И.Ю.
Шантарович В.П., Бекешев В.Г., Кевдина И.Б., Иким М.И., Трахтенберг Л.И. Влияние морфологии импрегнированных композитов на их проводящие свойства и аннигиляцию позитронов. № 6, 130.
Шахова Н.Е. см. Черных Д.В.
Шведун В.И. см. Бобылев Д.А.
Шелковников Е.Ю., Гуляев П.В., Ермолин К.С. Устройство микромаркировки образцов на основе гравировального станка. № 5, 180.
Шелковников Е.Ю., Шляхтин К.А. Особенности реализации время-цифровых преобразователей на базе программируемых логических интегральных схем (*обзор*). № 5, 5.
Шереметьев А.Д. см. Шитенков М.О.
Шестаков А.А. см. Аврорин А.В.
Шестопалова А.С. см. Ищенко А.Н.
Шехтман Л.И. см. Аульченко В.М.
Шибakov Е.А. см. Сафронов К.В.
Шиканов А.Е. см. Вовченко Е.Д.
Шилкин С.Д. см. Аврорин А.В.
Шимковиц Ф. см. Аврорин А.В.
Шипилов Ю.А. см. Аврорин А.В.
Шириков И.В. см. Трифонов А.Н.
Широков Е.В. см. Аврорин А.В.
Шитенков М.О., Дементьев Д.В., Леонтьев В.В., Шереметьев А.Д., Мурин Ю.А. Радиационные испытания концентратора данных на базе программируемой логической схемы Artix-7 для кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. № 4, 79.
Шишков В.А. см. Ильина К.Б.
Шляхтин К.А. см. Шелковников Е.Ю.
Штекл И. см. Аврорин А.В.
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. № 2, 119.
Шульженко И.А. см. Амельчаков М.Б.
Шункеев К.Ш., Сергеев Д.М., Сагимбаева Ш.Ж., Убаев Ж.К., Герман А.Е., Лицкевич А.Ю. Установка по регистрации деформационно-стимулированной люминесценции кристаллов. № 3, 74.
Шуровский Д.О. см. Брагин Е.Ю.
Шутенко В.В. см. Амельчаков М.Б.
Шутенко В.В. см. Пасюк Н.А.
Щеголев И.Ю. см. Сиксин В.В.
Щемеров И.В., Лагов П.Б., Кобелева С.П., Кирилов В.Д., Дренин А.С., Мещеряков А.А. Определение пределов оптимизации переходных характеристик выпрямительных диодов при облучении высокоэнергетическими электронами. № 3, 139.
Эдельман В.С. см. Марухно А.С.
Этенко А.В. см. Александров И.С.
Эцкерова Э. см. Аврорин А.В.
Юрков Д.И. см. Прокураторов И.А.
Юсупов В.И., Семилетов И.П., Саломатин А.С. Способ мониторинга состояния подводной мерзлоты. № 6, 156.
Яблокова Ю.В. см. Аврорин А.В.
Якимчук В.И. см. Абрамов В.В.
Яковлев И.А. см. Мерзликин Г.В.
Якубов Р.Х. см. Давыдов С.Г.
Якутин А.Е. см. Абрамов В.В.
Ямалиев С.И. см. Аткин Э.В.
Янченков С.В. см. Брагин Е.Ю.
Яруллин Л.Ю., Хайрутдинов В.Ф., Габитов Ф.Р., Салихов И.З., Сабирова Л.Ю., Хабриев И.Ш., Абдулагатов И.М. Экспериментальная установка для измерения растворимости веществ в сверхкритическом диоксиде углерода динамическим методом. № 1, 184.
Яскин А.С. см. Зарвин А.Е.
Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А., Художитков В.Э. Аппаратура для исследования истечения струй жидкостей из сопел субмиллиметрового диаметра в разреженную среду. № 2, 200.
Яфарова А.Ф., Холин Д.И., Сосин С.С. Низкотемпературный шаговый двигатель для работы в сильном магнитном поле. № 4, 207.
Яшин И.И. см. Амельчаков М.Б.
Яшин И.И. см. Волчугов П.А.
Яшин И.И. см. Пасюк Н.А.
Яшков С.А., Прокопенко Е.А., Дема И.А. Программно-аппаратный комплекс для исследования воздействия плазмы на радиотехнические системы спускаемого космического аппарата. № 3, 158.

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ ЖУРНАЛА “ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА” ЗА 2024 ГОД

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

DOI: 10.31857/S0032816224060222 EDN: EJJGUW

ОБЗОРЫ

Номер	Том	Стр.
Особенности реализации время-цифровых преобразователей на базе программируемых логических интегральных схем. <i>Шелковников Е.Ю., Шляхтин К.А.</i>	5	5
Применение тонких сцинтилляционных счетчиков в детекторах частиц. <i>Бреховских В.В., Горин А.М., Дятченко В.А., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Медынский М.В., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Шангараев А.А.</i>	4	5
Некоторые методы исследования дислокационной структуры и механических свойств твердых тел. <i>Дриаев Д.Г.</i>	4	15

УСКОРИТЕЛИ И ПУЧКИ ЧАСТИЦ

Новый способ охлаждения твердотельной мишени при производстве радионуклидов йод-123/124 на циклотроне. <i>Салодкин С.С., Сохорева В.В.</i>	2	4
Применение камеры НАНОГЕЙТ-38 для диагностики пучка в коллайдере ВЭПП-2000. <i>Тимошенко М.В., Бояркина В.Е., Дорохов В.Л., Крутик М.И., Мешков О.И., Терентьев И.А.</i>	5	23
Разработка программного обеспечения диагностики и коррекции замкнутой орбиты пучка в бустере инжекционного комплекса коллайдера NICA. <i>Николайчук И.Ю., Горбачев Е.В., Лебедев В.А., Седых Г.С., Смирнов В.Л., Шандов М.М.</i>	5	31
Экспериментальная установка СПАСЧАРМ для исследования спиновых эффектов в адронных взаимодействиях на ускорительном комплексе У-70. <i>Абрамов В.В., Алексеев Г.Д., Алексеев И.Г., Андреев В.А., Бажанов Н.А., Борисов А.А., Борисов Н.С., Букреева С.И., Васильев А.Н., Гончаренко Ю.М., Горин А.М., Городнов И.С., Деревщинов А.А., Должиков А.С., Журавлев Н.И., Исаев А.Н., Калугин Н.К., Кожин А.С., Козленко Н.Г., Козлов В.С., Лазарев А.Б., Маслова Е.В., Маишеев В.А., Мельник Ю.М., Мещанин А.П., Минаев Н.Г., Моисеев В.В., Морозов Д.А., Мочалов В.В., Неганов А.Б., Нестеров В.М., Новиков К.Д., Новинский Д.В., Ногач Л.В., Нурушева М.Б., Пискун А.А., Плис Ю.А., Прудкогляд А.Ф., Рыжиков С.В., Рыков В.Л., Рыльцов В.В., Рябов А.Д., Рябова Т.Д., Рязанцев А.В., Самигуллин Э.И., Свирида Д.Н., Семенов П.А., Сенько В.А., Солдатов М.М., Соловьев Л.Ф., Тараканов В.И., Узунян А.В., Усов Ю.А., Фахрутдинов Р.М., Федоров А.Н., Шаланда Н.А., Якимчук В.И., Якутин А.Е.</i>	6	4

НЕЙТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Система сбора данных многодетекторного устройства с мечеными нейтронами с параллельной передачей событий. <i>Батяев В.Ф., Беличенко С.Г., Каретников М.Д., Мазницин А.Д., Пресняков А.Ю.</i>	1	5
О возможности применения синтетических алмазов для контроля температуры мишеней генераторов нейтронов. <i>Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Плешакова Р.П., Рухман А.А., Шиканов А.Е.</i>	1	16

Формирование источника эпитепловых нейтронов на ускорителе “Прометеус” для исследовательских работ по созданию новых радиофармпрепаратов. <i>Сиксин В.В., Щеголев И.Ю.</i>	2	12
Турбинный эффект в эксперименте с хранением ультрахолодных нейтронов. <i>Фомин А.К., Серебров А.П.</i>	2	21
Измерение временного разрешения сцинтилляционных детекторов с кремниевыми фотоприемниками EQR-15 для времяпролетного детектора нейтронов в эксперименте BM@N. <i>Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Карпушкин Н.М., Махнев А.И., Морозов С.В., Серебряков Д.В., Басков В.А., Полянский В.В.</i>	3	9
Разработка высокогранулярного времяпролетного детектора нейтронов для эксперимента BM@N. <i>Губер Ф.Ф., Голубева М.Б., Зубанков А.А., Ивашкин А.П., Известный А.В., Карпушкин Н.М., Ляпин Д.Д., Мамаев М.В., Махнёв А.И., Морозов С.В., Парфенов П.Е., Серебряков Д.В., Финогеев Д.А., Шабанов А.И.</i>	3	14
Прототип двухкоординатного позиционно-чувствительного детектора медленных нейтронов на основе плоскопараллельной резистивной камеры с пленкой карбида бора, обогащенной по изотопу ^{10}B . <i>Петрова М.О., Богдзель А.А., Боднарчук В.И., Даулбаев О., Милков В.М., Курилкин А.К., Булатов К.В., Дмитриев А.В., Бабкин В.А., Авдеев М.М., Литвиненко Е.И.</i>	6	22

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ

Сцинтилляционный времяпролетный годоскоп. <i>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.</i>	1	20
Сцинтилляционные детекторы комптоновских поляриметров для измерения поляризационных состояний аннигиляционных фотонов. <i>Баранов А.Г., Ивашкин А.П., Мусин С.А., Салахутдинов Г.Х., Стрижак А.О.</i>	2	39
Применение методов ядерной физики для диагностики плазмы на основе газодинамической ловушки. <i>Пинженин Е.И., Максимов В.В.</i>	2	53
Установка для измерения выходов изотопа ^{17}N и запаздывающих нейтронов в реакциях под действием протонов с энергией 1 ГэВ. <i>Егоров А.С., Пиксайкин В.М., Говердовский А.А., Митрофанов В.Ф., Митрофанов К.В., Гремячкин Д.Е.</i>	4	24
Визуализация области прохождения ядерных реакций DD-синтеза методом кодирующих диафрагм на установке ИСКРА-5. <i>Елин И.П., Жидков Н.В., Суслов Н.А., Ильин В.С., Гаранин Р.В., Поздняков Е.В.</i>	4	37
Исследование характеристик поля нейтронов с энергией 14.7 МэВ алмазным детектором. <i>Мещанинов С.А., Родионов Н.Б., Красильников А.В., Сабуров В.О., Казаков Е.И., Лычагин А.А., Корякин С.Н., Кащук Ю.А., Родионов Р.Н., Амосов В.Н., Джурик А.С.</i>	4	42
Разработка и исследование системы измерения распределения поверхностного выхода бета-излучения плоского источника. <i>Новиков С.Г., Беринцев А.В., Алексеев А.С., Жуков А.В., Кузнецов Р.А., Бобровская К.С., Черторийский А.А., Приходько В.В.</i>	4	50
Энергетическое разрешение спектрометра с конвертером из ориентированного кристалла. <i>Басков В.А.</i>	5	37

ТРЕКОВЫЕ СИСТЕМЫ

Детектор на дрейфовых трубках гибридного годоскопа для мюонной томографии крупномасштабных объектов. <i>Пасюк Н.А., Борисов А.А., Компаниец К.Г., Кожин А.С., Фахрутдинов Р.М., Целинченко М.Ю., Шутенко В.В., Яшин И.И.</i>	2	29
---	---	----

Сцинтилляционный стриповый детектор гибридного годоскопа для мюонной томографии крупномасштабных объектов. <i>Пасюк Н.А., Компаниец К.Г., Петрухин А.А., Целиненко М.Ю., Шутенко В.В., Яшин И.И.</i>	4	57
Новая конструкция сцинтилляционных стрипов для модернизации детектора ДАНСС. <i>Свирида Д. Н. (от имени коллаборации ДАНСС).</i>	4	69
Радиационные испытания концентратора данных на базе программируемой логической схемы Artix-7 для кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. <i>Шитенков М.О., Дементьев Д.В., Леонтьев В.В., Шереметьев А.Д., Мурин Ю.А.</i>	4	79

ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ

Применение тонких сцинтилляционных счетчиков в детекторах частиц (обзор). <i>Бреховских В.В., Горин А.М., Дятченко В.А., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Медынский М.В., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Шангареев А.А.</i>	4	5
Позиционно-чувствительный детектор на основе микроканальных пластин для измерения характеристик осколков деления на установке МАВР. <i>Азнабаев Д., Исатаев Т., Лукьянов С.М., Смирнов В.И., Стукалов С.С., Солодов А.Н.</i>	1	26
Изучение долговременной стабильности характеристик счетчиков, состоящих из экструдированного сцинтиллятора и переизлучающих свет оптических волокон. <i>Евдокимов В.Н.</i>	1	34
Теллурсодержащие пластмассовые сцинтилляторы. <i>Суслов И.А., Немченко И.Б., Клименко А.А., Быстряков А.Д., Камнев И.И.</i>	1	44
Сцинтилляционный амплитудно-координатный детектор. <i>Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С., Хафизова Е.А.</i>	3	4
Сравнительный анализ методов разделения сигналов от нейтронов и гамма-квантов от сцинтилляторов на основе литиевого стекла. <i>Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А., Малышев В.Л.</i>	2	46
Опыт и возможности применения сканирующих устройств для контроля радиационных полей в остановленных уран-графитовых реакторах. <i>Павлюк А.О., Котляревский С.Г., Кан Р.И., Зеленецкая Е.П.</i>	3	25
Модернизация системы криостатирования эмиссионного детектора РЭД-100 для работы с жидким аргоном. <i>Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня 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.</i>	4	89
Гибридная триггерная система экспериментального комплекса НЕВОД. <i>Амельчаков М.Б., Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Задеба Е.А., Киндин В.В., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г., Петрухин А.А., Хохлов С.С., Шульженко И.А., Шутенко В.В., Яшин И.И.</i>	4	93
Лазерная калибровочная система нейтринного телескопа Baikal-GVD. <i>Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М., Аллахвердян В.А., Бардачова З., Белоплатиков И.А., Бондарев Е.А., Боруна 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., Завьялов С.И., Звездов Д.Ю., Кебкэл В.К., Кебкэл К.Г., Кожин В.А., Колбин М.М., Колигаев С.О., Конищев К.В., Коробченко А.В., Кошечкин А.П., Круглов М.В., Кулепов В.Ф., Лемешев Ю.Е., Мошкунов А.И., Миленин М.Б., Миргазов Р.Р., Наумов Д.В., Николаев А.С., Петухов Д.П., Плисковский Е.Н., Розанов М.И., Рябов Е.В., Сафронов Г.Б., Сеитова Д., Сиренко А.Э., Скурихин А.В.,</i>		

<i>Соловьев А.Г., Сороковиков М.Н., Стромаков А.П., Суворова О.В., Таболенко В.А., Ульзутуев Б.Б., Файт Л., Фомин В.Н., Харук И.В., Храмов Е.В., Чадымов В.А., Чепурнов А.С., Шайбонов Б.А., Шестаков А.А., Шилкин С.Д., Шимковец Ф., Шипилов Ю.А., Широков Е.В., Штекл И., Эцкерова Э., Яблокова Ю.В.</i>	5	48
Сцинтилляционные детекторы CsI и SrI ₂ (Eu) со съемом сигнала кремниевыми фотоумножителями с порогом регистрации ниже 200 эВ. <i>Баранов А.Г., Ивашкин А.Н., Мусин С.А., Салахутдинов Г.Х., Стрижак А.О.</i>	6	30
Влияние нейтронного облучения на характеристики SiC- и Si-детекторов. <i>Гуров Ю.Б., Довбненко М.С., Евсеев С.А., Замятин Н.И., Копылов Ю.А., Розов С.В., Стрелецкая Е.А., Чернышев Б.А., Грубчин Л., Затько Б.</i>	6	38
Быстродействующий суммирующий предусилитель для времяпролетных камер эксперимента HARP (PS214, CERN). <i>Усенко Е.А.</i>	6	44

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ И ЦИФРОВЫХ СИСТЕМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Особенности реализации время-цифровых преобразователей на базе программируемых логических интегральных схем (<i>обзор</i>). <i>Шелковников Е.Ю., Шляхтин К.А.</i>	5	5
--	---	---

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Усилители, измерители, преобразователи, источники питания

Система электропитания привязанного беспилотного летательного аппарата. <i>Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Бомбизов А.А.</i>	1	50
Установка для исследования стойкости полупроводниковых приборов к воздействию электростатического разряда методом импульса линии передачи. <i>Кузнецов В.В., Андреев В.В.</i>	2	64
Регулируемые источники постоянного тока на суперконденсаторных накопителях для питания магнитных систем микроволновых генераторов. <i>Выходцев П.В., Карпов Ю.А., Степченко А.С., Ростов В.В.</i>	3	40
Мощный источник сверхширокополосного излучения с эллиптической поляризацией и мегавольтным эффективным потенциалом. <i>Андреев Ю.А., Ефремов А.М., Кошелев В.И., Плиско В.В., Смирнов С.С.</i>	4	107
Измерение нелинейного рассеяния видеоимпульсных электромагнитных волн малоразмерными объектами. <i>Семенов Э.В., Назаров М.А., Фатеев А.В., Полторыхин К.М., Березин А.А., Поздняков В.С.</i>	4	115
Устройство ввода СВЧ-мощности в разрядную камеру экспериментальной установки. <i>Тихонов В.Н., Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов А.В.</i>	4	125
Невырожденный параметрический СВЧ-усилитель на контактах Джозефсона Nb/AlO _x /Nb с квантовым уровнем шумов для обработки квантовой информации. <i>Беседин И.С., Пологов И.Е., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П., Карпов А.В.</i>	5	60
Четырехфотонный джозефсоновский параметрический СВЧ-усилитель бегущей волны. <i>Ломоносов А.А., Кубраков Р.В., Филиппенко Л.В., Козулин Р.К., Крупенин В.А., Корнев В.К., Тарасов М.А.</i>	5	69
Метод оптимизации распределения емкостей конденсаторов в составе умножителя напряжения по критерию массомощностных характеристик. <i>Жарков Я.Е., Кириллов А.С., Мошкунов С.И., Прокофьев А.Б., Хомич В.Ю.</i>	5	76
Исследование воздействия дестабилизирующих факторов на параметры силовых элементов конверторов. <i>Авдзейко В.И., Дроздова А.А., Рулевский В.М., Ляпунов Д.Ю.</i>	6	53

Активное подавление пульсаций выходного напряжения высоковольтных источников напряжения. <i>Сергеев А.И.</i>	6	65
Защита источников напряжения от токовой перегрузки. <i>Сергеев А.И.</i>	6	69
ФКИ-16 — формирователь импульсов для настройки и тестирования преобразователей время—код с калибруемой шкалой преобразования. <i>Сидоркин В.В.</i>	1	213
Применение усилителя мощности УМП-300 в системе СВЧ-питания линейного ускорителя электронов ЛИНАК-200. <i>Трифонов А.Н., Донец Д.Е., Кобец В.В., Понкин Д.О., Шириков И.В.</i>	3	153
Ограничитель тока высоковольтного пробоя. <i>Гонтарев С.В.</i>	4	215
USB-контроллер крейта КАМАК для отладочного стенда на основе Arduino Mega 2560. <i>Сидоркин В.В.</i>	4	217

Импульсная техника

ТОТ-метод с формирователем импульса на основе математической функции приподнятого косинуса. <i>Усенко Е.А.</i>	1	57
Генератор прямоугольных импульсов на основе последовательного соединения MOSFET с $U_{\max}=4500$ В. <i>Деспотули А.Л., Казьмирук В.В., Деспотули А.А., Андреева А.В.</i>	1	64
Транзисторные генераторы мощных прямоугольных импульсов с субмикросекундной длительностью. <i>Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А.</i>	1	71
Описание прототипа считывающей электроники для емкостных детекторов. <i>Аткин Э.В., Норманов Д.Д., Ямалиев С.И., Серазетдинов А.Р., Солин А.А., Усенко Е.А.</i>	5	85
Генератор мощных наносекундных импульсов квазипрямоугольной формы. <i>Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А.</i>	5	92

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Плазменные и ионные приборы

Стенд для исследования свойств лазерной плазмы, формируемой на жидкоструйных мишенях. <i>Гусева В.Е., Михайленко М.С., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i>	1	77
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. <i>Мещеряков А.И., Гришина И.А.</i>	1	85
Сравнение методов определения фазы зондирующего СВЧ-излучения на примере интерферометра стенда ПН-3. <i>Брагин Е.Ю., Бунин Е.А., Диас Михайлова Д.Е., Дрозд А.С., Жильцов В.А., Сергеев Д.С., Сухов А.Е., Хайрутдинов Э.Н.</i>	2	70
Пеннинговский источник ионов в системах инерциального электростатического удержания плазмы. <i>Прокуратов И.А., Михайлов Ю.В., Лемешко Б.Д., Ильичев И.В., Григорьев Т.А., Дулатов А. К., Юрков Д.И.</i>	2	80
Электростатическая линза для коррекции пучка ионов магнетронного источника. <i>Терентьев А.А.</i>	2	93

Эффективный газовый ионный источник с объемным зарядом.		
Гусев Ю.И., Нечипоренко Ю.В., Новиков Ю.Н., Попов А.В., Соснов Д.Е.	3	54
Применение спектральной интерферометрии на двух длинах волн для исследования разлета мишеней, нагретых ультракоротким лазерным импульсом.		
Борисов Е.С., Гаврилов Д.С., Какишин А.Г., Лобода Е.А., Потапов А.В., Говрас Е.А.	4	149
Разработка диагностического комплекса для исследования плазменных процессов в магнитном сопле макета безэлектродного плазменного ракетного двигателя.		
Брагин Е.Ю., Бунин Е.А., Гусев С.С., Жильцов В.А., Казеев М.Н., Камин Д.В., Козлов В.Ф., Коробцев С.В., Костриченко И.А., Кутузов Д.С., Спицын А.В., Сухов А.Е., Шуровский Д.О., Янченков С.В.	4	129
Результаты использования анода управляемого искрового разрядника в качестве зонда Ленгмюра.		
Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козлов А.А., Ревазов В.О., Якубов Р.Х.	5	97
Применение лазер-плазменного ускорителя протонов для исследования одиночных радиационных эффектов в микроэлектронном устройстве.		
Сафронов К.В., Флегентов В.А., Горохов С.А., Шамаева Н.Н., Тищенко А.С., Замураев Д.О., Шамраев А.Л., Ковалёва С.Ф., Фёдоров Н.А., Дубровских С.М., Пилипенко А.С., Кустов А.С., Шibaков Е.А., Потапов А.В.	5	106

Электронные пучки

Датчик энергии пучка электронов, основанный на эффекте Вавилова—Черенкова.		
Бобылев Д.А., Сиомаш М.Д., Ханкин В.В., Шведун В.И.	1	93
О распределении плотности энергии в поперечном сечении радиально сходящегося низкоэнергетического сильноточного электронного пучка.		
Кизириди П.П., Озур Г.Е.	1	102
Пространственное разрешение изображений и эффективный размер фокуса тормозного излучения усовершенствованного компактного бетатрона SEA-7 с энергией электронов 7 МэВ.		
Рычков М.М., Каплин В.В., Смолянский В.А.	1	107
Аппаратная функция отклика детектора отраженных электронов и контраст химического состава образцов в сканирующей электронной микроскопии.		
Рау Э.И., Зайцев С.В.	4	143
Разработка быстрого монитора положения и интенсивности пучка синхротронного излучения для экспериментов по изучению быстропротекающих процессов.		
Аульченко В.М., Винник А.Е., Глушак А.А., Зарубин А.Н., Корниевский М.А., Скакунов М.С., Толбанов О.П., Тяжеев А.В., Шехтман Л.И.	5	113
Формирование фокусных пятен тормозного излучения бетатронов с использованием мишеней малого размера.		
Сорокин В.Б.	6	72

ОПТИКА

Оптические приборы и измерения

Поляризационные особенности пространственного акустооптического фильтра, основанного на дифракции в два симметричных брэгговских порядка.		
Котов В.М., Аверин С.В., Зенкина А.А., Белоусова А.С.	1	115
Исследование нелинейного показателя преломления поликристаллического селенида цинка методом однолучевого Z-сканирования.		
Ерушин Е.Ю., Костюкова Н.Ю., Бойко А.А., Мирошниченко И.Б., Вербоватый Д.М., Кирьякова А.Ю.	2	96

Пространственный модулятор когерентного излучения на основе жидкокристаллического дисплея персонального компьютера. <i>Короленко П.В., Кубанов Р.Т., Павлов Н.Н.</i>	2	101
Сильноточные фотоэлектронные умножители с улучшенными характеристиками для регистрации быстропротекающих процессов. <i>Долотов А.С., Долотова М.Н., Каракулов Р.А., Коновалов П.И., Нуртдинов Р.И.</i>	3	61
Автоматизированная система для детектирования атмосферных газов CO , CO_2 и CH_4 на основе параметрических генераторов света. <i>Ерушин Е.Ю., Костюкова Н.Ю., Бойко А.А., Мирошниченко И.Б.</i>	3	67
Установка по регистрации деформационно-стимулированной люминесценции кристаллов. <i>Шункеев К.Ш., Сергеев Д.М., Сагimbaева Ш.Ж., Убаев Ж.К., Герман А.Е., Лицкевич А.Ю.</i>	3	74
Метод оптоакустической спектроскопии в исследовании супрамолекулярных систем на основе кукурбитурилов. <i>Крюков И.В., Сапожников О.А., Иванов Д.А., Петров Н.Х.</i>	4	166
Селективный измеритель токов фотоэлектронного умножителя для спектроскопии магнитного кругового дихроизма в отраженном свете. <i>Маркин Ю.В., Кунькова З.Э.</i>	4	156
Спектрограф на базе пироэлектрической линейки для длинноволновой области среднего ИК-диапазона. <i>Ионин А.А., Киняевский И.О., Козлов А.Ю., Сеницын Д.В.</i>	6	84
Приставка к оптическому люминесцентному микроскопу ЛЮМАМ-ИУФ1 для наблюдения наночастиц в глубоком УФ-диапазоне. <i>Соколов В.И., Глебов В.Н., Горячук И.О., Малютин А.М.</i>	6	152

Излучатели света, лазеры и лазерные приборы

Устройство для исследований спектров излучения люминофоров для лазерных осветительных систем. <i>Зуев С.М., Варламов Д.О.</i>	2	103
Компактный излучатель для эксилампы с длиной волны 126 нм. <i>Скаун В.С., Тарасенко В.Ф., Панарин В.А., Сорокин Д.А.</i>	3	82
Перестраиваемый диодный лазер с коротким tandemным внешним резонатором. <i>Чернышов А.К., Михеев П.А.</i>	3	86

РЕНТГЕНОВСКАЯ ТЕХНИКА

Применение термолюминесцентных детекторов для спектрометрии импульсного рентгеновского излучения. <i>Бусыгина И.А., Григорьева И.Г., Москвич П.В., Наумов П.Ю., Салахутдинов Г.Х.</i>	1	123
Исследование распределения интенсивности и энергии излучения импульсных рентгеновских трубок коаксиального типа с пиковыми напряжениями до 615 кВ. <i>Комарский А.А., Корженевский С.Р.</i>	2	110
Новая герметичная ячейка с микролитровыми полостями для температурных измерений структуры растворов методом малоуглового рентгеновского рассеяния. <i>Ильина К.Б., Конарев П.В., Суханов А.Е., Волков В.В., Марченкова М.А., Петерс Г.С., Писаревский Ю.В., Шишков В.А.</i>	3	91
Исследование спектрального состава рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы термолюминесцентными детекторами. <i>Салахутдинов Г.Х., Иванов К.А., Григорьева И.Г., Кушин В.В., Рупасов А.А., Цымбалов И.Н., Савельев-Трофимов А.Б., Бусыгина И.А., Наумов П.Ю.</i>	5	126
Сцинтилляторы для двумерных рентгеновских детекторов из монокристаллов иттрий-алюминиевых гранатов, активированных церием и тербием. <i>Асадчиков В.Е., Федоров В.А., Григорьев А.Ю., Бузмаков А.В., Рошин Б.С., Дьячкова И.Г., Русаков А.А., Веницев И.Д., Салтанова Е.С., Кузин С.В., Родионов А.И.</i>	6	90

МАГНИТНЫЕ ПРИБОРЫ

Термостатированный магнитоизмерительный канал.

Колобов В.В., Баранник М.Б. 1 128

Измерение карты поля в импульсных поворотных магнитах ускорителей с помощью датчиков Холла.

Штро К.С., Батраков А.М., Ильин И.В., Окунев И.Н., Павленко А.В., Синяткин С.В. 2 119

Влияние процесса ускоренного старения на основе характеристики датчиков Холла.

Рябченко К.К., Пахомов А.Ю., Жилев К.В., Старостенко А.А. 3 100

Система измерения поля в широкоапертурных магнитах физических установок на ускорительном комплексе У-70.

Алферов В.Н., Васильев А.Н., Васильев Д.А., Кормилицын В.А., Лутчев А.В., Мещанин А.П., Минаев Н.Г., Мочалов В.В., Рыков В.Л., Рябов А.Д., Рябова Т.Д., Семенов П.А., Соловьев В.А., Федорченко В.Н., Холкин А.Н. 5 133

Измерение кривых намагничивания магнитных жидкостей: сравнение метода дифференциальной прогонки и вибрационного магнитометра.

Лебедев А.В. 5 148

Реализация магнитно-реологического метода контроля магнитной восприимчивости частицы при обеспечении ее искусственного зависания.

Сандуляк Д.А., Сандуляк А.А., Ершова В.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Харин А.С. 6 100**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ****Радиометрия**

Разработка многоканального радиометра на основе кремниевых детекторов для измерения альфа-, бета- и гамма-излучений естественных изотопов.

Раджапов С.А., Нурбоев К.М., Муллағалиева Ф.Г., Раджапов Б.С., Зуфаров М.А. 1 141**Космические исследования. Астрономия**

Система регистрации сигналов многолучевого радиотелескопа БСА ПРАО АКЦ ФИАН.

Логвиненко С.В. 1 146

Теплопроницаемость экранно-вакуумной теплоизоляции в атмосфере Марса.

Семена Н.П., Доброленский Ю.С., Сербинов Д.В., Вязоветский Н.А., Мартынович Ф.Г. 1 151

Детектирование гамма-квантов установкой TAIGA-IACT в стерео-режиме.

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., Гринюк А.А., Дячок А.Н., Жуков Д.П., Загородников 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., Панов А.Д., Пахоруков 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., Пушнин А.А., Разумов А.Ю., Райкин Р.И., Рубцов Г.И., Рябов Е.В., Самолига В.С., Сатышев И., Свешикова Л.Г., Силаев А.А., Силаев (мл.) А.А., 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. 1 161

Блок электроники для научной аппаратуры "Солнце-Терагерц".

Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашинин А.А., Квашинин А.Н., Разумейко М.В., Логачев В.И., Мизин С.В., Соков С.В. 3 108

Блок управления поэлементным контролем напряжений на литий-ионной аккумуляторной батарее для применения в космических экспериментах. <i>Лисин Д.В.</i>	1	211
Программно-аппаратный комплекс для исследования воздействия плазмы на радиотехнические системы спускаемого космического аппарата. <i>Яшков С.А., Прокопенко Е.А., Дема И.А.</i>	3	158

Приборы для биологии и медицины

Лабораторная установка для экспрессного электрохимического растворения порошковой родиевой мишени. <i>Кузнецова Т.М., Берёзов А.М., Загрядский В.А., Маковеева К.А., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Рыжков А.В.</i>	1	173
Аппаратно-программный комплекс мониторинга температуры магнита магнитно-резонансного томографа. <i>Одиванов В.Л., Фаттахов Я.В., Фахрутдинов А.Р., Шагалов В.А., Баязитов А.А.</i>	3	118
Широкополосный приемник для ЯМР-томографа. <i>Шагалов В.А., Фахрутдинов А.Р., Фаттахов Я.В., Одиванов В.Л.</i>	3	125
Позиционно-чувствительный черенковский монитор протонного пучка. <i>Акулиничев С.В., Гаврилов Ю.К., Джилкибаев Р.М.</i>	5	154
Оценка точности дозиметрии протонных пучков пленочными детекторами. <i>Мерзликин Г.В., Коконцев Д.А., Яковлев И.А., Акулиничев С.В.</i>	5	161

Исследование Земли

Устройство для контроля границы раздела фаз на основе пластикового сцинтиллятора и кремниевых фотоумножителей. <i>Александров И.С., Вагнер М.А., Козлова Е.С., Кумпан А.В., Пинчук А.В., Хромов А.В.</i>	2	131
Разработка течеискателя метана на основе абсорбционной спектроскопии с применением диодных матриц. <i>Бойко А.А., Кирьякова А.Ю., Ерушин Е.Ю., Костюкова Н.Ю.</i>	2	137
Радиофизический комплекс для исследования влияния среды распространения на ортогонально-поляризованные электромагнитные волны. <i>Гулько В.Л., Мещеряков А.А., Блинковский Н.К.</i>	2	143
Модификации беспарационного расходомера нефть–вода–газ с двухизотопным гамма-плотномером для частных случаев применения. <i>Филиппов А.Ю., Филиппов Ю.П., Коврижных А.М.</i>	2	156
Измерение диаграммы направленности антенны в полосе рабочих частот. <i>Нерук В.Ю., Пивнев П.П., Давыдов Д.А.</i>	3	131
Влияние бокового акустического экрана на диаграмму направленности антенны гидролокатора бокового обзора. <i>Пивнев П.В., Давыдов Д.А., Нерук В.Ю.</i>	3	136
Юстировка и измерение углов поляризаций в микроволновых радиометрах. <i>Кузьмин А.В., Стерлядкин В.В.</i>	4	173
Концепция радиометра для оценки прозрачности атмосферы в окне 1.3 мм. <i>Вдовин В.Ф., Зарезин А.М., Землянуха П.М., Котов А.В., Леснов И.В., Марухно А.С., Минеев К.В., Муравьев В.М., Носов В.И., Сальков В.А.</i>	5	167
Измерение энергетических параметров инсоляции в условиях наземной эксплуатации фотоэлектрических модулей. <i>Никифоров В.Е., Барков Е.В., Никифоров Е.В.</i>	6	105
Газоанализатор, основанный на спектроскопии комбинационного рассеяния, с многомодовым диодным лазером в качестве источника возбуждения. <i>Костенко М.А., Матросов И.И., Зарипов А.Р., Таничев А.С., Волков В.К., Коркишко С.Д., Петров Д.В.</i>	6	110

Прибор для мониторинга состояния подводной мерзлоты.

Юсупов В.И., Семилетов И.П., Саломатин А.С. 6 156

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Общие вопросы

Некоторые методы исследования дислокационной структуры
и механических свойств твердых тел (*обзор*).

Дриаев Д.Г. 4 15

Автоматизированная установка для изготовления оптических волокон
с субмикронным диаметром.

*Миньков К.Н., Ружицкая Д.Д., Боровкова О.В., Власов С.В., Галкин М.Л.,
Амелькин А.С., Лобанов В.Е., Биленко И.А.* 2 170

Полированное волокно как перспективный элемент для связи с микрорезонатором
с модами шепчущей галереи.

Ружицкая Д.Д., Воробьев А.К., Капридов Н.А., Самойленко А.А., Миньков К.Н. 2 179

Применение стеклянных капилляров с внешним диаметром менее одного микрометра
в манипуляторе, изготовленном на основе атомно-силового микроскопа.

Жуков А.А., Чекмазов С.В., Лакунов И.С., Мазилкин А.А., Баринов Н.А., Клинов Д.В. 2 186

Изучение термического газовыделения из люминофора Р43 и аэрогеля
для применения в вакуумной системе ЦКП “СКИФ”.

Семенов А.М., Смирнов А.В. 2 194

Аппаратура для исследования истечения струй жидкостей из сопел
субмиллиметрового диаметра в разреженную среду.

Яскин А.С., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Дубровин К.А., Художитков В.Э. 2 200

Прототип криогенной корпускулярной водородной мишени для эксперимента PANDA.

*Федорец П.В., Чернецкий В.Д., Балануца П.В., Герасимов А.С., Голубев А.А.,
Гусев Л.Н., Долголенко А.Г., Канцырев А.В., Карасев В.И., Кристи Н.М., Ладыгина Е.М.,
Макагонов С.А., Панюшкин В.А., Панюшкина А.Н., Тарасенко И.А., Халявин А.Б.* 2 206

Определение пределов оптимизации переходных характеристик выпрямительных
диодов при облучении высокоэнергетическими электронами.

Щемеров И.В., Лагов П.Б., Кобелева С.П., Кирилов В.Д., Дренин А.С., Мещеряков А.А. 3 139

Времяпролетная спектроскопия надтепловых молекулярных пучков
галогенидов щелочных и щелочноземельных металлов.

*Азриель В.М., Акимов В.М., Ермолова Е.В., Кабанов Д.Б.,
Колесникова Л.И., Русин Л.Ю., Севрюк М.Б.* 3 145

Прибор, измеряющий предел прочности многослойных стержней методом
двухточечного изгиба.

Мартирисян М.Д. 4 181

Устройство микромаркировки образцов на основе гравировального станка.

Шелковников Е.Ю., Гуляев П.В., Ермолин К.С. 5 180

Сравнительные исследования характеристик различных пьезоэлектрических
датчиков давления.

Головастов С.В., Голуб В.В., Жилин Ю.В., Микушкин А.Ю., Микушкина А.А., Мирова О.А. 6 117

Влияние морфологии импрегнированных композитов на их проводящие
свойства и аннигиляцию позитронов.

Шантарович В.П., Бекешев В.Г., Кевдина И.Б., Иким М.И., Трахтенберг Л.И. 6 130

Цифровой индикатор форвакуума на датчике ПМТ-4М.

Цымбаленко В.Л. 1 216

Тонкие слои, микро- и наночастицы

Электроразрядное устройство для получения наночастиц
из токопроводящих гранул.

Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Козлов К.А., Коротков Д.А. 3 148

Газы и жидкости

Универсальная газовая установка с функцией выделения и очистки гелия-3. <i>Глушкова Т.И., Коченда Л.М., Кравцов П.А., Фетисов А.А.</i>	1	178
Экспериментальная установка для измерения растворимости веществ в сверхкритическом диоксиде углерода динамическим методом. <i>Яруллин Л.Ю., Хайрутдинов В.Ф., Габитов Ф.Р., Салихов И.З., Сабирова Л.Ю., Хабриев И.Ш., Абдулагатов И.М.</i>	1	184
Двуствольная метательная установка для исследования движения группы суперкавитирующих ударников. <i>Ищенко А.Н., Буркин В.В., 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., Шестопалова А.С.</i>	4	185
Исследование параметров и характеристик турбулентного потока в рабочей зоне аэродинамической трубы. <i>Поддаева О.И., Зубков А.Ф.</i>	4	191
Тепловизионное исследование турбулентных структур на выходах из вихревой трубы. <i>Самохвалов В.Н.</i>	4	199
Изготовление стеклянных микрофлюидных чипов для исследования процессов вытеснения в пористых средах. <i>Гарифуллин И.Ш., Солнышкина О.А., Батыршин Э.С.</i>	5	187
Использование метода молекулярно-пучковой масс-спектрометрии для исследования процесса рассеяния частиц кластированного газового потока. <i>Деринг Е.Д., Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э.</i>	5	196
Моделирование истечения сверхзвуковых струй в разреженную среду в импульсных режимах. <i>Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Дубровин К.А., Деринг Е.Д., Художитков В.Э.</i>	5	205
Способ определения газосодержания в двухфазной смеси по величине падения давления в потоке при ее движении. <i>Лебедева Е.Г.</i>	6	138
Экспериментальная установка для изучения пламени. <i>Алексеев М.М., Семенов О.Ю.</i>	1	208
Стенд для исследования локального апвеллинга, вызванного всплывающими пузырьками. <i>Черных Д.В., Шахова Н.Е., Космач Д.А., Доманюк А.В., Салюк А.Н., Спивак Э.А., Саломатин А.С., Гершелис Е.В., Семилетов И.П.</i>	3	155

Тепловые и криогенные приборы

Магнитооптический метод наблюдения фаз магнитной упорядоченности пленок редкоземельных ферритов-гранатов с точкой компенсации. <i>Суслов Д.А., Ветошко П.М., Маширов А.В., Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Шавров В.Г.</i>	1	192
Высокотемпературная установка для измерения коэффициента линейного расширения. <i>Тарасиков В.П.</i>	1	197
Низкотемпературный шаговый двигатель для работы в сильном магнитном поле. <i>Яфарова А.Ф., Холин Д.И., Сосин С.С.</i>	4	207
Рефрижератор глубокого охлаждения субтерагерцевых детекторов для радиоастрономических исследований. <i>Марухно А.С., Эдельман В.С.</i>	5	214

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Многофункциональная установка для демонстрационных экспериментов по физике и технике электронно-пучковой плазмы. <i>Васильев М.Н., Васильева Т.М.</i>	1	200
Установка для изучения сцинтилляционных детекторов. <i>Александров И.С., Лукьяшин А.В., Хромов А.В., Шакиров А.В.</i>	6	146

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Экспериментальная установка для изучения пламени. <i>Алексеев М.М., Семенов О.Ю.</i>	1	208
Блок управления поэлементным контролем напряжений на литий-ионной аккумуляторной батарее для применения в космических экспериментах. <i>Лисин Д.В.</i>	1	211
ФКИ-16 — формирователь импульсов для настройки и тестирования преобразователей время—код с калибруемой шкалой преобразования. <i>Сидоркин В.В.</i>	1	213
Цифровой индикатор форвакуума на датчике ПМТ-4М. <i>Цымбаленко В.Л.</i>	1	216
Применение усилителя мощности УМП-300 в системе СВЧ-питания линейного ускорителя электронов ЛИНАК-200. <i>Трифонов А.Н., Донец Д.Е., Кобец В.В., Понкин Д.О., Шириков И.В.</i>	3	153
Стенд для исследования локального апвеллинга, вызванного всплывающими пузырьками. <i>Черных Д.В., Шахова Н.Е., Космач Д.А., Доманюк А.В., Салюк А.Н., Спивак Э.А., Саломатин А.С., Гершелис Е.В., Семилетов И.П.</i>	3	155
Программно-аппаратный комплекс для исследования воздействия плазмы на радиотехнические системы спускаемого космического аппарата. <i>Яшков С.А., Прокопенко Е.А., Дема И.А.</i>	3	158
Ограничитель тока высоковольтного пробоя. <i>Гонтарев С.В.</i>	4	215
USB-контроллер крейта КАМАК для отладочного стенда на основе Arduino Mega 2560. <i>Сидоркин В.В.</i>	4	217
Приставка к оптическому люминесцентному микроскопу ЛЮМАМ-ИУФ1 для наблюдения наночастиц в глубоком УФ-диапазоне. <i>Соколов В.И., Глебов В.Н., Горячук И.О., Малютин А.М.</i>	6	152
Способ мониторинга состояния подводной мерзлоты. <i>Юсупов В.И., Семилетов И.П., Саломатин А.С.</i>	6	156

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ
К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816224060237 EDN: EJHIRE

ОБЗОРЫ

Гришков А.А., Воробьев М.С., Дорошкевич С.Ю., Коваль Н.Н. Низкоэнергетические ускорители электронных пучков большого сечения с выводом в атмосферу (обзор). — 33 с., 6 рис.

Проведен анализ массива экспериментальных данных по выводу в атмосферу электронных пучков большого сечения при помощи низкоэнергетических (80–300 кэВ) электронных ускорителей, основанных на различных типах эмиссии: на термоэлектронной эмиссии, на взрывной электронной эмиссии, на основе различных разрядов с плазменным катодом и на основе высоковольтного тлеющего разряда. Ретроспективно показан и количественно оценен “эффект больших площадей”, заключающийся в уменьшении максимальной плотности тока электронного пучка, выведенного в атмосферу, при увеличении площади сечения пучка, но при сохранении условий стабильной генерации. Анализ полученных данных показывает наличие технологического ограничения по средней плотности мощности электронных пучков большого сечения, генерируемых низкоэнергетическими электронными ускорителями, которое составляет до 40 Вт/см² и связано со стойкостью тонких фольг для вывода электронных пучков из вакуума в атмосферу.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Балыгин К.А., Сибиряк Ю.Г. Модернизация измерительной электроники фотонного спектрометра для эксперимента ALICE/CERN — 19 с., 13 рис.

Описана конструкция прототипа карты измерительной электроники (КИЭ) фотонного спектрометра (ФОС) эксперимента ALICE/CERN. Разработка новой КИЭ связана с повышением светимости пучков Большого адронного коллайдера и необходимостью повысить точность измерения времени пролета для лучшей идентификации регистрируемых частиц. Существующая КИЭ ФОС не отвечает новым требованиям и должна быть заменена по плану модернизации ФОС. Улучшение измерительных характеристик КИЭ ФОС достигается за счет аппаратного измерения времени пролета вместо офлайн-обработки кодов оцифровки формы сигнала фотодетектора. Прототип КИЭ содержит восемь измерительных ка-

налов и все функциональные блоки, необходимые для работы в ФОС. Приведено описание функциональных блоков. Представлены результаты измерений характеристик прототипа КИЭ в лаборатории и на электронной компоненте вторичных пучков частиц протонного синхротрона PS в ЦЕРНе в диапазоне импульсов от 1 до 10 ГэВ/с. По полученным результатам сделан вывод, что прототип КИЭ полностью соответствует требованиям к КИЭ модернизированного ФОС. На основе данной конструкции начата разработка полномасштабной КИЭ ФОС на 32 измерительных канала.

Денисов А.Г., Дубровин А.Ю., Дурум А.А., Костин М.Ю., Кречетов Ю.Ф., Кутинова О.В., Семенов А.Ю., Сухов Е.В., Тяпкин И.А., Устинов В.В., Янович А.А. Разработка и исследование прототипа светодиодной системы мониторинга электромагнитного калориметра установки MPD на коллайдере NICA — 12 с., 8 рис.

В ОИЯИ на коллайдере NICA создается многоцелевой детектор MPD для изучения свойств горячей и плотной ядерной материи в точке взаимодействия встречных пучков тяжелых ионов. Электромагнитный калориметр в новой экспериментальной установке отвечает за идентификацию γ -квантов, электронов (позитронов), измерение их энергии и координат, а также за отделение от адронов. Для стабильной работы 38400 каналов калориметра разработана и исследована светодиодная система мониторинга с оптоволоконной раздачей света.

Джилкибаев Р.М., Хлюстин Д.В. Времяпролетный спектрометр установки ИНЕС. — 17 с., 10 рис.

Разработан метод определения стартового импульса для времяпролетной методики, который существенно повышает точность временной привязки к импульсу протонного пучка. Измерен энергетический спектр импульсного источника нейтронов РАДЭКС и проведено сравнение с результатами моделирования. Описана процедура определения формы импульса нейтронов от времени на базе измеренной формы импульса протонного пучка при замедлении нейтронов в мишени. Описан метод абсолютной калибровки спектрометра с учетом эффекта изменения энергии нейтрона вследствие многократного упругого рассеяния нейтрона в образце. Разработана проце-

дура восстановления сечений радиационного захвата нейтрона ядром при многократном упругом рассеянии нейтронов в образце. Представлены результаты калибровочных измерений сечений радиационного захвата нейтрона ядром Au на времяпролетном спектрометре установки ИНЕС. Проведено сравнение измеренных сечений с расчетными сечениями на основе известных параметров резонансов и сечениями, полученными ранее в эксперименте с тонким образцом.

Козлов А.А., Козлов А.В., Завалова В.Е. Детектор импульсного нейтронного излучения активационного типа с непрерывной записью зарегистрированных импульсов вторичных электронов в режиме реального времени. — 9 с., 3 рис.

Описан детектор импульсного нейтронного излучения активационного типа с непрерывной записью зарегистрированных импульсов вторичных электронов в режиме реального времени. В качестве активационного материала используется серебряная фольга толщиной 0.3 мм. Для регистрации вторичных электронов взят газоразрядный счетчик Гейгера—Мюллера промышленной марки СБМ-19, чувствительный к жесткому бета- и гамма-излучениям. Интервал записи накопленного числа зарегистрированных импульсов вторичных электронов составляет 10 с. Объем циклического буфера памяти, используемого для записи зарегистрированных импульсов вторичных электронов, составляет 16 Мб, что обеспечивает непрерывную запись в течение 2.5 лет. В качестве источника питания детектора импульсного нейтронного излучения используется современный гальванический элемент LiSOCl_2 напряжением 3.6 В с емкостью 2.1 А·ч. Расчетное время эксплуатации без замены элемента питания составляет 5 лет.

Копылов А.В., Орехов И.В., Петухов В.В., Соломатин А.Е. Конструкция мультикатодного счетчика для поиска темных фотонов. — 10 с., 7 рис.

Мультикатодный счетчик разработан для поиска холодной темной материи, предположительно состоящей из скрытых фотонов, путем регистрации одиночных электронов, эмитируемых с поверхности металлического катода счетчика в результате конверсии скрытых фотонов на его поверхности. Конструкция счетчика позволяет эффективно отделить фон от окружающей радиоактивности и от термоэмиссии электронов с поверхности нитей катодов путем вычитания скорости счета, измеренной в конфигурации с запирающим потенциалом. Дается подробное описание конструкции мультикатодного счетчика.

Кукотенко В.Д., Герасимов В.В., Лемзяков А.Г., Никитин А.К. Методы измерения глубины проникновения поля терагерцевых поверхностных плазмон-поляритонов в воздух. — 15 с., 8 рис.

Предложены и апробированы два метода измерения глубины проникновения с использованием квазимонохроматического терагерцевого излучения новосибирского лазера на свободных электронах

($\lambda = 141$ мкм): (1) зондовый метод с модуляцией излучения обтюратором или модуляцией дифрагирующей доли поля ППП колебаниями внедренного в него зонда; (2) метод экранирования, регистрирующего интенсивность ППП, прошедших под металлическим экраном. В обоих методах для уменьшения доли паразитных засветок от объемных волн предлагается использовать излом поверхности образца или элементы преобразования (излучения в ППП и обратно) цилиндрической формы. Результаты экспериментов по оценке глубины проникновения поля ППП в воздух обоими методами согласуются между собой; выявлены достоинства и недостатки этих методов, а также условия их применения при работе с образцами, содержащими и не содержащими диэлектрическое покрытие.

Рязанцев А.В., Васильев А.Н., Гончаренко Ю.М., Мещанин А.П., Моисеев В.В., Мочалов В.В., Семенов П.А. Двухкоординатный сцинтилляционный годоскоп на базе ФЭУ-85 эксперимента СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70. — 7 с., 5 рис.

Представлен двухкоординатный сцинтилляционный годоскоп, собранный с использованием отечественных фотоэлектронных умножителей ФЭУ-85 и высокочувствительных формирователей, разработанных и изготовленных в ИФВЭ. Показаны особенности конструкции и приведены его характеристики при работе в составе экспериментальной установки на пучках канала 14 ускорительного комплекса У-70.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Мартьянов П.С. Разработка методики проектирования аналоговых устройств на элементарных звеньях. — 8 с., 9 рис.

Представлено описание методики разработки аналоговых электронных узлов с использованием необходимых звеньев и ее применение для конкретных задач. Приводится обоснование важности предлагаемой методики для создания радиотехнических систем. Применение теоретических расчетов позволяет осуществлять синтез аналоговых устройств и проводить необходимые экспериментальные исследования.

Сибиряк Ю.Г. Анализ схемы зарядочувствительного предусилителя с улучшенным временным разрешением. — 13 с., 7 рис.

Описана схема зарядочувствительного предусилителя (ЗЧП) для измерения энергии и времени пролета регистрируемых частиц. ЗЧП имеет два выхода. На E -выходе сигнал определяется интегралом заряда, образованного частицей в полупроводниковом детекторе. Амплитуда сигнала на этом выходе пропорциональна энергии частицы. На T -выходе сигнал повторяет форму импульса тока детектора и имеет малое время нарастания, что уменьшает ошибку временной привязки. Приведена принципиальная схема ЗЧП, даны расчеты параметров сигналов на E - и T -выходах. Приведены результаты моделирования

и измеренные параметры предложенной схемы. Получен критерий целесообразности использования временного канала ЗЧП в зависимости от времени высвечивания кристалла радиатора или времени собирания заряда. ЗЧП предназначен для использования в фотонных спектрометрах на основе кристаллов вольфрамата свинца и лавинных фотодиодов, но может быть также использован в спектрометрах с другими типами полупроводниковых детекторов.

Фридман Б.Э., Васильев А.В., Еникеев Р.Ш., Коркунов А.В., Попков Д.Е., Сапожников К.С., Томашевич П.В. Конденсаторная ячейка с форсированным включением. — 13 с., 17 рис.

Конденсаторная ячейка 120 кДж, 50 кВ предназначена для работы в емкостном накопителе энергии с запасаемой энергией в несколько мегаджоулей. Предложена и обоснована двухконтурная схема ячейки, состоящая из “быстрого” и “медленного” разрядных контуров. Быстрый разрядный контур, включающий в себя конденсатор с относительно небольшой запасаемой энергией и быстродействующий псевдоискровой коммутатор разрядного тока, обеспечивает заданную длительность фронта напряжения на нагрузке, не превышающую 100 нс. Медленный контур с основной конденсаторной батареей и вакуумным разрядником способен генерировать импульс тока амплитудой до 500 кА при заданной длительности фронта тока до 10 мкс. Описана конструкция конденсаторной ячейки и представлены результаты исследования переходных процессов при ее разряде, в том числе высокочастотных колебаний в кабельной линии длиной 20 м, соединяющей ячейку с нагрузкой. Приведены результаты испытаний прототипа конденсаторной ячейки.

Хорошилов Е.В. Разработка и испытание волноводно-микрополоскового перехода миллиметрового диапазона. — 9 с., 6 рис.

Представлен волноводно-микрополосковый переход, предназначенный для соединения прямоугольного волновода WR22 сечения 3.759×1.889 мм² с микрополосковой линией на подложке из оксида алюминия толщиной 0.127 мм. Приведены результаты электромагнитного моделирования конструкции и измерения S-параметров макета, включающего в себя два перехода, соединенных “спина к спине”. В рабочем диапазоне частот с перекрытием 1:1.5 значения прямых и возвратных потерь измеряемого макета не превышают –2.7 дБ и –10 дБ соответственно. Устройство можно использовать как интегрированный элемент конструкции различных функциональных блоков радиотехнических систем.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Mansoureh Lafouti. Analysis the turbulence modulation at the edge of IR-T1 TOKAMAK through biasing and resonant helical magnetic field by empirical mode decomposition technique. — 13 p., 15 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In this study, we investigated the influence of Biasing and Resonant Helical Magnetic Field (RHF) on plasma current, ion saturation (I_{sat}), and the gradient of floating potential (∇V_f) using the Multi-Directional Langmuir Probe (MDLP) at the plasma edge in IR-T1 tokamak. The experiment was conducted in three scenarios: only Biasing, only RHF, and Biasing with RHF (biasing voltage fixed at $V = 250$ Volt on plasma edge, RHF with $L = 2$ and $L = 3$) were applied to the plasma. Biasing with RHF resulted in an increase in plasma current (from 19 kA to 21 kA), enhanced plasma confinement time (from 33 ms to 34 ms), and reduced plasma resistance. Simultaneously applying Biasing and RHF led to an increase in plasma energy compared to the situation with no Biasing and RHF. I_{sat} decreased by 25% in Biasing, 5% in RHF, and 40% in Biasing with RHF. ∇V_f fluctuations decreased by 3%, 2%, and 4%, respectively. Applying Biasing with RHF reduced the cross-correlation between ∇V_f and I_{sat} , increasing their phase difference. Empirical Mode Decomposition (EMD) revealed that Biasing with RHF decreased the overall average of Intrinsic Mode Functions (IMFs) amplitude for ∇V_f and I_{sat} compared to the absence of Biasing with RHF.

Santanu De, Nandkishor Ghodke, Banerjee A. Design of a continuous wave ultrasound technique to measure both the phase velocity and attenuation in solids. — 9 p., 2 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

We developed a simple and versatile non-destructive testing method to simultaneously measure the phase velocity and attenuation of ultrasound wave propagation through solid medium. In this technique, a continuous ultrasound excitation emitting from the high-quality lithium niobate transducer passes through the solid medium and the transmitted signal is received by another identical LiNbO₃ crystal. To check the reliability of this method, the velocity and attenuation of both longitudinal and shear ultrasound waves have been measured at room temperature in aluminium and copper correspondingly which are consistent with previous researches. Moreover, the versatility of this technique has been shown from the phase velocity measurement of the longitudinal excitation as a function of temperature which depicts interesting anomalies across the Verwey transition in Fe₃O₄ and critical temperature of ferromagnetic ordering in SrRuO₃, respectively.

Балабаев А.Н., Васильев А.А., Кулевой Т.В., Лосев А.А., Сатов Ю.А., Христанов И.А., Шумшуров А.В. Лазерно-плазменный генератор ионов широкого ряда элементов для тяжелоионного инжектора синхротронов. — 16 с., 17 рис.

Описаны результаты первых экспериментов по генерации ионов из ряда химических элементов от легких до тяжелых на лазерно-плазменном источнике ионов, который входит в состав разрабатываемого в НИЦ “Курчатовский институт” тяжелоионного инжектора синхротронов. Источник базируется на CO₂-лазерной системе ФОКУС импульсно-периодического действия и включает в состав вакуум-

ную мишенную камеру с дрейфовым пространством и высоковольтную систему экстракции и формирования пучка заряженных частиц. В работе описано устройство источника и приведены характеристики лазерного излучения и генерируемых ионных пучков Al, Fe и Bi, которые получены в результате совместной обработки данных времяпролетного спектра частиц из плазменного потока и токовых характеристик экстрагированного ионного пучка. Высокая эффективность этого источника для получения интенсивных ионных пучков из широкого спектра элементов и возможность их оперативной смены могут быть успешно использованы в инжекторах синхротронов для комплексных исследований и тестирования электронной компонентной базы на радиационную стойкость.

Беляев Б.А., Боев Н.М., Бурмитских А.В., Горчаковский А.А., Крёков С.Д., Галеев Р.Г. Измерительные головки для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса — 17 с., 10 рис.

Основным элементом сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса является измерительная головка, с помощью которой регистрируются спектры поглощения электромагнитного излучения локальными участками тонких магнитных пленок. Степень локальности определяется площадью измерительного отверстия головки в пределах $0.1\text{--}2.2\text{ мм}^2$. Чувствительность устройства существенно увеличена благодаря не только миниатюрности колебательного контура в автодинном генераторе и сравнительно большой его собственной добротности, но и замене круглого измерительного отверстия головки на квадратное. Последнее существенно повышает однородность распределения высокочастотного магнитного поля в измерительном отверстии. Набор сменных головок с требуемым шагом перекрывает диапазон частот $0.1\text{--}4.0\text{ ГГц}$, при этом отношение сигнал/шум для головки с площадью отверстия 1.0 мм^2 , измеренное на пермаллальной пленке толщиной 2 нм , составляет не менее примерно 8 дБ . Показано, что эффективная намагниченность насыщения с ростом частоты монотонно достигает насыщения ($M_s = 843\text{ Гс}$), а на низких частотах аномально увеличивается более чем в 1.6 раза до величины $M_s = 1359\text{ Гс}$. Эффективность использования разработанных головок для исследования природы образования и особенностей распределения магнитных неоднородностей по площади образцов продемонстрирована на пермалловых пленках толщиной 25 нм размерами $10\times 10\text{ мм}^2$, осажденных в постоянном магнитном поле на монокристаллические подложки из лангасита.

Гусева В.Е., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Чхало Н.И. Система циркуляции газа для формирования газоструйной мишени в вакуумной камере лазерно-плазменного источника. — 9 с., 1 рис.

Описаны конструкция и принцип работы системы циркуляции газа, используемого в качестве мишени для газоструйного лазерно-плазменного источни-

ка. Необходимость подобной системы обусловлена стремлением уменьшить потребление газа при сохранении производительности источника излучения. Циркуляционная система позволяет использовать один и тот же объем газа в качестве мишени многократно. В статье приведена конструкция системы, также даны результаты пробной эксплуатации и оценки герметичности сконструированной системы и времени работы на одной заправке газа.

Емельянов А.В., Вихляев Д.А., Девятков С.Д., Носуленко Д.С., Пряхина Е.А. О возможности улучшения пространственного разрешения фотолуминесцентных пластин при регистрации изображений в рентгеновских лучах. — 8 с., 5 рис.

Представлена система считывания фотолуминесцентных экранов с запоминанием, позволяющая получать изображения с более высоким пространственным разрешением по сравнению с промышленными сканерами. Экспериментально определено, что в диапазоне $6\text{--}25\text{ кэВ}$ пространственное разрешение созданной системы считывания не зависит от энергии квантов и составляет $\delta = 13 \pm 2\text{ мкм}$.

Кизириди П.П., Озур Г.Е., Петров В.И. Частотный режим работы источника низкоэнергетических сильнооточных электронных пучков. — 7 с., 4 рис.

Исследован частотный режим работы (1 имп/с) источника низкоэнергетических сильнооточных электронных пучков на основе взрывоэмиссионного катода со встроенными в него дугowymi источниками плазмы, инициируемыми пробоем по поверхности диэлектрика. Установлено, что источник стабильно (без пропусков) генерирует пучок в условиях вакуумного и газонаполненного диодов при заданной частоте следования импульсов и зарядных напряжениях генератора, питающего электронную пушку, равных $5\text{--}20\text{ кВ}$.

Константинов С.Г. Коаксиальный ионный ЭЦР-источник для ускорителей прямого действия. — 7 с., 6 рис.

Описывается устройство, представляющее собой ионный инжектор на основе ЭЦР-разряда в коаксиальном резонаторе. Его эффективность обусловлена применением нескольких оригинальных решений: использовано прямое подключение магнетрона к ионному источнику, оригинальная магнитная система имеет конфигурацию с точной настройкой на максимальный ионный ток, кроме того, она минимизирует зону горения у эмиссионного отверстия. Также существенно повышен ионный ток за счет применения керамических вставок в зоне разряда. В устройстве отсутствует стандартный тракт СВЧ, а генератор СВЧ (магнетрон) подключен непосредственно к петле связи коаксиального резонатора. Извлекаемый ток ионов водорода при вкладываемой в разряд СВЧ-мощности около 100 Вт составляет 8.5 мА .

Котов В.М. Поворот плоскости поляризации оптического излучения, обусловленный сложением двух эллиптически поляризованных волн, управляемых звуком. — 13 с., 5 рис.

Предложен метод управляемого поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения, основанный на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн, параметры которых управляются звуковой волной в процессе акустооптической (АО) брэгговской дифракции. Теоретически показано, что угол поворота поляризации зависит от эллиптичности лучей и не зависит от длины волны света. Максимальный поворот поляризации определяется эллиптичностью складываемых волн и может достигать примерно 45° . Эксперименты по управлению поворотом поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, выполненные на основе АО-ячейки из кристалла парателлурита, подтвердили основные теоретические выводы.

Куркуचेков В.В., Кандауров И.В., Абед Н., Никифоров Д.А., Таныгина Д.С. Применение флуоресцентного экрана Chromox для диагностики импульсного электронного пучка низкой энергии. — 11 с., 7 рис.

Сообщается о результатах применения флуоресцентного экрана из алюмооксидной керамики Chromox для измерения распределения плотности тока в поперечном сечении интенсивного импульсного электронного пучка низкой энергии. Были исследованы свойства экрана с напылением золота разной толщины: 30 и 300 нм. Покрытие толщиной 30 нм обладает хорошей проводимостью и при этом достаточной прозрачностью (около 5%) для излучения флуоресценции, что позволяет визуализировать двумерную картину распределения тока пучка с хорошим пространственным разрешением. Однако такое покрытие демонстрирует ограниченную устойчивость к воздействию пучка с током не менее 1.5 А (более 0.6 А/см²), энергией 15 кэВ, длительностью 1 мс. Покрытие толщиной 300 нм обладает значительно большей устойчивостью, но не прозрачно для излучения флуоресценции, поэтому изображение регистрировалось “на просвет” пластины сцинтиллятора. Такой подход позволяет получить изображение отпечатка пучка, однако с несколько худшим пространственным разрешением.

Лавринов В.В., Антошкин Л.В., Лавринова Л.Н., Селин А.А. Коррекция наклонов волнового фронта на стенде адаптивной оптической системы. — 9 с., 7 рис.

Описаны принципы действия и практическая конструкция элементов созданного экспериментального стенда следящей адаптивной оптической системы для формирования и коррекции турбулентных искажений лазерного излучения. Стенд позволяет осуществлять эмуляцию атмосферной

турбулентности с возможностью ее повторного воспроизведения для настройки адаптивной системы, корректировать искажения, обусловленные атмосферной турбулентностью, а также корректировать общие наклоны волнового фронта. Приведены результаты испытаний разработанного Tip-Tilt-зеркала в составе следящей адаптивной оптической системы.

Липчак А.И., Волков Н.Б., Журавлев И.А. Экспериментальный стенд для зондирования плазмы высоковольтного разрядника с лазерным управлением. — 10 с., 10 рис.

Представлены методика и реализующая ее установка для оптического зондирования импульсной плазмы, инициируемой излучением YAG:Nd³⁺-лазера в высоковольтном газовом коммутаторе с лазерным управлением, который может использоваться в качестве первичного ключа сильноточного высоковольтного импульсного электронного ускорителя-генератора типа РАДАН. Исследования проводились в естественной атмосфере. Приводятся первые результаты измерений динамики коэффициента поглощения лазерного излучения в плазме, полученной на данной установке. Эти данные свидетельствуют о реализации условий нелинейного поглощения излучения лазера плазмой при плотностях энергии возбуждения более 240 Дж/см², они позволяют выработать рекомендации по выбору параметров запуска разрядника с целью минимизации неустойчивости его включения.

Рябчиков А.И., Дектярев С.В., Гурулев А.В. Формирование импульсно-периодических пучков ионов металлов субмиллисекундной длительности с высокой плотностью мощности. — 15 с., 12 рис.

Представлены результаты исследований импульсно-периодического формирования пучков ионов алюминия, хрома и титана субмиллисекундной длительности на основе источника с генерацией плазмы непрерывным вакуумным дуговым разрядом. Высокая импульсная плотность мощности в ионном пучке достигается за счет баллистической фокусировки ионов с помощью одноэлектродного сеточного экстрактора в виде части сферы. Для очистки пучка ионов в области его кроссовера от микрокапельной фракции плазмы вакуумной дуги использован метод, основанный на эффекте солнечного затмения. Исследованы особенности и закономерности генерации пучков ионов трех металлов при длительности импульсов 450 мкс, ускоряющем напряжении до 40 кВ, с плотностью мощности в импульсе, превышающей 10⁵ Вт/см². Установлено, что устойчивое формирование импульсно-периодических пучков ионов металлов высокой интенсивности при субмиллисекундной длительности на основе плазмы вакуумной дуги достигается благодаря ионно-электронной эмиссии, компенсирующей уход плазменных электронов в ускоряющий зазор.

Степанов В.А., Моос Е.Н., Румянцев Р.С., Кудюкин А.И., Бобровский К.И., Паюров А.Я. 3D-проектирование цельнометаллического волноводного CO₂-лазера с поперечным ВЧ-возбуждением. — 13 с., 14 рис.

Работа посвящена 3D-проектированию находящегося на стадии разработки нового прибора — цельнометаллического волноводного CO₂-лазера (элементов и всего прибора) с использованием отечественных прецизионных алюминиевых профилей. Показан 3D-вид отдельных узлов и всего лазера. Описываются схемы воздушного и водяного охлаждения, технология сборки и герметизации CO₂-лазера с помощью лазерной (плазменной) сварки и клеевых соединений, обеспечивающих высокое качество и надежность прибора.

Терещенко О.Е., Пшеничнюк С.А., Асфандиаров Н.Л., Рахмеев Р.Г., Голяшов В.А., Русецкий В.С., Бакин В.В., Шайблер Г.Э., Рожков С.А., Кустов Д.А. Полупроводниковые источники и детекторы поляризованных по спину электронов в исследованиях резонансного рассеяния электронов. — 16 с., 4 рис.

Представлены результаты по созданным нами полупроводниковому источнику спин-поляризованных электронов и спин-детектору, а также концепция их интегрирования в метод спектроскопии диссоциативного захвата электронов (СДЗЭ) с учетом необходимых значений параметров электронного пучка, при которых наблюдаются резонансное рассеяние и диссоциативный захват. Описана конструкция установки для изучения резонансного рассеяния спин-поляризованных электронов методом СДЗЭ, которая позволит проводить исследования внутримолекулярной динамики изолированных отрицательных ионов. Основная цель разработки и изготовления установки состоит в возможности исследования с ее помощью взаимодействия спин-поляризованных электронов с хиральными молекулами, что позволит осуществить экспериментальную проверку гипотезы Вестера—Ульбрихта о происхождении биологической гомохиральности. Помимо данного основополагающего вопроса, ожидаемые результаты предлагаемого эксперимента важны для перспективных направлений спинтроники, а также для установления молекулярных механизмов различного биологического действия энантиомеров фармацевтических препаратов.

Торба М.С., Дорошкевич С.Ю., Воробьев М.С., Гришков А.А., Коваль Н.Н., Картавцов Р.А., Мокеев М.А., Шпанов Д.А. Многодуговой плазменный эмиттер электронов для генерации радиально сходящегося пучка. — 13 с., 8 рис.

Представлены результаты исследований по генерации радиально сходящегося электронного пучка в источнике с многодуговым сеточным плазменным эмиттером. Достигнуты режимы генерации элект-

тронного пучка, достаточные для модификации поверхности металлических материалов и изделий цилиндрической формы с расчетной плотностью энергии пучка на коллекторе до 20 Дж/см² при длительности импульса до 500 мкс. С использованием автоматизированной системы измерения параметров плазмы и одиночного зонда Ленгмюра в диапазоне тока дугового разряда 50–120 А и длительности импульса 50–500 мкс проведены измерения распределения параметров эмиссионной плазмы в сеточном плазменном эмиттере в азимутальном и аксиальном направлениях. Приведены сравнения электронных ветвей зондовой характеристики при различных давлениях рабочего газа ($p = 5 \cdot 10^{-2}$ Па и $p = 8.5 \cdot 10^{-2}$ Па). Созданный источник электронов открывает новые возможности для модификации поверхности различных материалов и изделий цилиндрической или более сложной форм с целью изменения функциональных и эксплуатационных свойств этой поверхности.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Алферов В.Н., Васильев Д.А. Широкодиапазонный акустический анализатор двухкомпонентной газовой смеси. — 10 с., 4 рис.

Описан датчик анализа состава бинарной газовой смеси с использованием зависимости скорости звука в газе от его молекулярной массы с помощью акустического резонатора. Для анализа состава смеси необходимо иметь в распоряжении один из газов в чистом виде. В этом случае погрешность измерения не хуже 10^{-4} . В качестве референсной также можно использовать смесь с известным составом.

Белозерова А.Р., Павлов В.В., Енин С.А., Чернышева Т.И. Мониторирование флюенса быстрых нейтронов. — 15 с., 5 рис.

Описаны техника эксперимента и методики обработки экспериментальных данных при мониторинге контролируемого флюенса нейтронов энергией больше 0.1 МэВ. Аппроксимация значения флюенса быстрых нейтронов на основе экспериментальных значений флюенса нейтронов с энергиями больше 1 и 3 МэВ, непосредственно измеренных по Nb- и Fe-мониторам, необходима для оценки радиационного повреждения материалов в обоснование обеспечения безопасной эксплуатации ядерных реакторов. Достоверность определения значений флюенса быстрых нейтронов в контролируемых точках облучательного устройства подтверждается сравнительным анализом расчетных и экспериментальных данных.

Гулько В.Л., Мещеряков А.А., Блиновский Н.К. Метод определения тангажа летательного аппарата в радиомаячных системах навигации. — 12 с., 7 рис.

Рассмотрен поляризационно-модуляционный метод определения угла тангажа летательного аппа-

рата по излученным горизонтально поляризованным сигналам радиомаяка. Поляризационный модулятор выполнен в виде фарадеевского вращателя плоскости поляризации принятых сигналов радиомаяка и установлен в СВЧ-тракте бортовой приемной антенны. Угол тангажа определяется по фазе второй гармоники частоты вращения плоскости поляризации, содержащейся в спектре огибающей выходного сигнала приемника. Описан макет экспериментальной установки, реализующий этот метод. Приведены экспериментальные результаты измерения угла тангажа летательного аппарата и получены оценки точности измерений.

Калаев М.П., Телегин А.М., Воронов К.Е. Экспериментальное исследование сеточного датчика для измерения вектора скорости микрометеороидов и частиц космического мусора. — 9 с., 7 рис.

Приведено описание прототипа датчика для измерения вектора скорости микрометеороидов и частиц космического мусора на основе сеточных металлических электродов. Представлены результаты экспериментального исследования и предложения по дальнейшей модификации системы измерения.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Архипов В.А., Басалаев С.А., Золоторёв Н.Н., Перфильева К.Г., Романдин В.И. Стенд для экспериментального исследования динамики осаждения облака бидисперсных капель. — 11 с., 6 рис.

Представлены описание экспериментального стенда и примеры его применения для исследования динамики гравитационного осаждения облака бидисперсных капель с заданными значениями их диаметров и начальной концентрации. Основным элементом стенда является оригинальное устройство для получения кластера капель. Показано, что для условий проведенных экспериментов, характеризующихся образованием бидисперсного облака при одновременном отрыве двух горизонтальных слоев монодисперсных капель, на начальном участке осаждения облако движется как единое целое. На некотором расстоянии, зависящем от размеров капель, бидисперсное облако расслаивается на два кластера монодисперсных капель, каждый из которых движется в режиме “продуваемого” облака.

Жеребчевский В.И., Землин Е.О., Мальцев Н.А., Петров В.В., Феофилов Г.А. Экспериментальная установка для изучения процессов охлаждения тонких кремниевых пиксельных детекторов нового поколения. — 15 с., 4 рис.

Разработана экспериментальная установка для оптимизации процессов газового охлаждения тонких кремниевых пиксельных детекторов большой площади, обладающих высоким пространственным разрешением при регистрации треков заряженных частиц. Испытаны новые технические решения

по распределению потоков холодного газа с минимальной скоростью, направленных между близко расположенными цилиндрическими слоями детекторов. Такая схема охлаждения обеспечивает эффективный отвод тепловой мощности, минимизирует температурные градиенты и устраняет проблемы вибраций детекторов, которые могут возникать при более высоких скоростях газового потока. Обсуждаются выявленные особенности охлаждения тонких кремниевых пиксельных сенсоров большой площади в новых экспериментах по физике высоких энергий.

Зарвин А.Е., Каляда В.В., Деринг Е.Д., Дубровин К.А. Измерение поперечных профилей интенсивности молекулярного пучка. — 9 с., 5 рис.

Описан и верифицирован метод регистрации интенсивности в поперечном сечении молекулярного пучка. Предложена и испытана схема учета влияния фонового газа. Полученные результаты измерений в потоках аргона и азота продемонстрировали прямую зависимость формы и ширины поперечных профилей молекулярного пучка от числа Маха на входе в скиммер, а также среднего размера кластеров в условиях конденсирующихся сверхзвуковых струй.

Левченко А.А., Межов-Деглин Л.П., Ремизов И.А., Селин П.Г., Султанова М.Р. Установка для изучения вихревого течения на поверхности слоя жидкого ^4He в нормальном и сверхтекучем состояниях. — 10 с., 4 рис.

Описана конструкция установки, предназначенной для исследования особенностей взаимодействия вихревых течений, генерируемых капиллярно-гравитационными волнами на поверхности жидкого гелия ^4He в нормальном и сверхтекучем состояниях, с инжектированными зарядами. Приведен пример результатов изучения влияния порождаемых волнами вихревых течений в слое сверхтекучего гелия ^4He глубиной 2.5 см при температурах $T \geq 1.5$ К на распределение токов отрицательных ионов по пяти сегментам погруженного в жидкость приемного коллектора.

Мартанов С.Г., Таркаева Е.В., Ивлева В.А., Кунцевич А.Ю. Двухэтапная фотоэлектронная литография для работы с хрупкими наноструктурами. — 7 с., 2 рис.

Представлено дополнение к электронному литографу на основе оптического микроскопа для быстрого паттернирования крупномасштабных элементов методом контактной масочной фотолитографии в ультрафиолетовом излучении на электронном резисте. Прибор ускоряет создание контактных площадок к твердотельным микро- и наноструктурам и уменьшает риск потери образца при работе с хрупкими структурами.