СОДЕРЖАНИЕ

Номер 2, 2020

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Монитор потока нейтронов с энергией 14 МэВ импульсного канала нейтронного генератора НГ-12И	
В. В. Намаконов, Д. М. Габбасов, В. П. Пасечников	5
Измерение выхода ДД-нейтронов методом активации индия на установке "Искра-5"	
И. П. Елин, Н. В. Жидков, Н. А. Суслов, Г. В. Тачаев	9
Исследование формы сигналов в ³ Не-счетчике при регистрации нейтронов	
И. А. Васильев, Р. М. Джилкибаев, Д. В. Хлюстин	13
Пассивный дозиметр нейтронов для высокоэнергетических ускорителей	
А. М. Мамаев, В. Н. Пелешко, Е. Н. Савицкая, А. В. Санников, М. М. Сухарев, С. Э. Сухих	21
Толстый газовый электронный умножитель	
В. И. Разин	28

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Модуль аналого-цифрового преобразователя с оцифровкой формы сигнала для эксперимента BEC

Е. В. Волков, Д. Р. Еремеев, А. В. Ивашин, В. В. Календарёв,
В. Д. Матвеев, М. О. Михасенко, В. П. Сугоняев,
Ю. А. Хохлов, А. А. Шумаков
32
Генератор высоковольтных импульсов на основе распределенного сумматора
с общим изолирующим дросселем
В. В. Кладухин, С. П. Храмцов, В. Ю. Ялов
52

Прецизионный делитель высоковольтных импульсных сигналов

А. М. Батраков, М. Ю. Васильев, Е. С. Котов, К. С. Штро

Работа преобразователей постоянного напряжения при их параллельном включении

Д. Н. Огородников, В. В. Гребенников,

И.С.Фадеев, Е.В.Ярославцев

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Разработка технологии изготовления детекторов для системы атомных анализаторов на токамаке ITER

А. Д. Мельник, В. И. Афанасьев, С. С. Козловский, М. И. Миронов, А. С. Наволоцкий, В. Г. Несеневич, М. П. Петров, С. Я. Петров, Ф. В. Чернышев	76
Исследование процессов рассеяния ионов и нейтральных атомов с использованием стенда нейтральных частиц	
Д. А. Моисеенко, А. Ю. Шестаков, О. Л. Вайсберг, Р. Н. Журавлев, С. Д. Шувалов, М. В. Митюрин, И. И. Нечушкин, П. П. Моисеев	81
Установка для исследования люминесценции фосфоров при возбуждении атомно-молекулярными пучками	
Ван Яомин, Ю. И. Тюрин, Н. Н. Никитенков, В. С. Сыпченко, А. Н. Никитенков, Чжан Ле	87
Поворот немонохроматичных электронных пучков магнитными зеркалами	
В. В. Безуглов, А. А. Брязгин, А. Ю. Власов, Л. А. Воронин, М. В. Коробейников, С. А. Максимов, Р. В. Мелехова, В. Е. Нехаев, А. В. Пак, В. М. Радченко, А. В. Сидоров, В. О. Ткаченко, Б. Л. Факторович, Е. А. Штарклев	95
Сравнение широкоапертурных низкоэнергетичных ускорителей электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда с ускорителями на основе протяженных термоэмиттеров	
Г. А. Баранов, В. А. Гурашвили, И. Д. Джигайло, О. В. Комаров, С. Л. Косогоров, В. Н. Кузьмин, В. С. Немчинов, В. И. Сень, Н. А. Успенский, В. Я. Шведюк	102
Акустооптический метод измерения энергогеометрических параметров лазерного излучения	
А. Р. Гасанов, Р. А. Гасанов, Р. А. Ахмедов, Э. А. Агаев	109

70

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Электронный компактный спектрометр ЭКОС для спутников CubeSat

С. Д. Шувалов, А. Ю. Шестаков, А. В. Носов, М. В. Митюрин, Д. А. Моисеенко, Р. Н. Журавлев	113
Моделирование характеристик комплекса зеркальной системы и рентгеновского детектора космического телескопа ART-XC астрофизической обсерватории "Спектр-РГ"	
М. Н. Павлинский, А. Ю. Ткаченко, В. В. Левин, А. В. Кривченко, А. А. Ротин, М. В. Кузнецова, И. Ю. Лапшов, А. Н. Семена, Н. П. Семена, Д. В. Сербинов, Р. А. Кривонос, А. Е. Штыковский, А. Л. Яскович, В. Н. Олейников, И. А. Мереминский, А. Г. Глушенко, С. В. Мольков, С. Ю. Сазонов, В. А. Арефьев	118
Усовершенствованная система для флюоресцентного анализа in vivo в медицине	
И. А. Разницына, А. П. Тарасов, Д. А. Рогаткин	142
ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА	
Источник неравновесной аргоновой плазмы на основе объемного тлеющего разряда атмосферного давления	
А. П. Семенов, Б. Б. Балданов, Ц. В. Ранжуров	149
Установка для исследования процессов селективного лазерного спекания	
порошковых материалов с высоким пространственным разрешением	
порошковых материалов с высоким пространственным разрешением Н. В. Минаев, А. В. Миронов, С. А. Минаева, О. А. Миронова, М. А. Сячина, Е. Krumins, S. Howdle, В. К. Попов	153
порошковых материалов с высоким пространственным разрешением <i>Н. В. Минаев, А. В. Миронов, С. А. Минаева, О. А. Миронова,</i> <i>М. А. Сячина, Е. Krumins, S. Howdle, В. К. Попов</i> Азотный криостат с регулируемой температурой и холодной загрузкой образцов для измерений оптических спектров	153

Метод измерения количества незамерзшей воды в мерзлых грунтах

Б. В. Григорьев
Устройство для электрораздражения лабораторных животных на основе использования генератора тока
В. Н. Чихман, С. Д. Солнушкин, В. О. Молодцов, В. Ю. Смирнов

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ	
Правила публикации в ПТЭ	166

— ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА —

УДК 539.107.5

МОНИТОР ПОТОКА НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МэВ ИМПУЛЬСНОГО КАНАЛА НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА НГ-12И

© 2020 г. В. В. Намаконов^{а,*}, Д. М. Габбасов^а, В. П. Пасечников^а

^а РФЯЦ–ВНИИ технической физики им. акад. Е.И. Забабахина Россия, 456770, Снежинск Челябинской обл., ул. Васильева, 13

> *e-mail: vlnamakonov@yandex.ru Поступила в редакцию 09.09.2019 г. После доработки 09.09.2019 г. Принята к публикации 15.09.2019 г.

Разработан монитор потока нейтронов с энергией 14 МэВ, предназначенный для настройки нейтронного генератора НГ-12И в импульсном режиме работы и измерения относительного потока 14-МэВ нейтронов. Рассмотрен принцип работы импульсного канала нейтронного генератора НГ-12И. Приведена структурная схема монитора и описан принцип его работы. Монитор позволяет в реальном времени контролировать относительный поток 14-МэВ нейтронов и фоновую составляющую, обусловленную действием источника нейтронов в интервалах времени между импульсами. Приведены результаты показаний монитора.

DOI: 10.31857/S0032816220010243

ВВЕДЕНИЕ

Нейтронный генератор НГ-12И является основной установкой для проведения ядерно-физических исследований методом времени пролета в РФЯЦ-ВНИИТФ [1]. Результаты таких исследований необходимы для тестирования и корректировки библиотек ядерных констант [2]. Характеристики нейтронного генератора НГ-12И как источника нейтронов с энергией 14 МэВ имеют важное значение для точности получения экспериментальных данных. К основным выходным параметрам генератора, влияющим на точность измерений, относятся:

- стабильность потока нейтронов во времени;

 соотношение эффект/фон, т.е. выход нейтронов в импульсе и между импульсами.

Для настройки оптимальных параметров нейтронного генератора и поддержания их в стабильном состоянии необходимо устройство, позволяющее отображать в реальном времени эти параметры. Целью настоящей работы являлась разработка монитора нейтронов с энергией 14 МэВ для измерения в реальном времени относительного потока и фоновой составляющей в интервалах времени между импульсами. На основе показаний монитора будет проводиться настройка импульсного режима работы нейтронного генератора НГ-12И с целью получения оптимального соотношения эффект/фон и поддержания его на время измерений.

ИМПУЛЬСНЫЙ КАНАЛ НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА НГ-12И

При проведении ядерно-физических исследований на импульсном канале нейтронного генератора НГ-12И на точность получаемых результатов влияют два параметра установки — стабильность потока нейтронов во времени и соотношение эффект/фон. Эти параметры зависят от режима работы установки.

Рассмотрим принцип работы импульсного канала. Конструкция импульсного канала (рис. 1) содержит следующие основные элементы: генератор отклоняющих импульсов; отклоняющие пластины, установленные на высоковольтных керамических изоляторах; ионопровод; диафрагму; металло-тритиевую мишень. Генератор отклоняющих импульсов предназначен для формирования импульсов длительностью 20 нс, частотой следования 200 кГц и амплитудой 4 кВ, которые подаются на отклоняющую систему. Импульснопериодический режим реализуется следующим образом. При отсутствии напряжения на отклоняюших пластинах пучок ионов дейтерия попадает на край диафрагмы, охлаждаемой водой, и не достигает тритиевой мишени. При подаче на отклоняющие пластины импульсов напряжения амплитудой 4 кВ отклоненный пучок ионов транспортируется по ионопроводу, проходит диафрагму и попадает на охлаждаемую водой мишень диаметром 22 мм, установленную в мишен-



Рис. 1. Импульсный канал нейтронного генератора НГ-12И. Вид сбоку.

ном узле. В результате реакции синтеза (d + t) образуются нейтроны с энергией 14 МэВ.

На практике при отсутствии напряжения на отклоняющих пластинах небольшая часть пучка ионов дейтерия проходит через край диафрагмы и попадает на мишень, что приводит к возникновению в промежутках между импульсами генерации нейтронов из мишени, не связанной с генерацией основного импульса, т.е. появляется фон. Фон можно устранить путем настройки фокусировки пучка дейтронов, однако при этом может существенно уменьшиться поток нейтронов из мишени. Основные параметры, которые используют при настройке импульсного режима нейтронного генератора НГ-12И, — это ток диафрагмы и ток мишени, который возникает в результате попадания дейтронов на данные элементы. Однако с использованием этих параметров затруднительно настроить оптимальный режим работы нейтронного генератора, т.е. получить минимальный фон или его отсутствие при максимальном выходе нейтронов в импульсе. При такой настройке возникают три основные проблемы:

1) невозможно определить, насколько сфокусирован пучок дейтронов и в какую часть мишени он попадает (с краю или в центр), в результате при



Рис. 2. Блок-схема измерительной аппаратуры. Д – детектор; ВАП – времяамплитудный преобразователь.

6



Рис. 3. Спектр, измеренный методом времени пролета из мишени нейтронного генератора НГ-12И.

одинаковом токе на мишени поток нейтронов может отличаться в разы;

2) невозможно сфокусировать пучок дейтронов так, чтобы при отсутствии напряжения на отклоняющих пластинах ток на мишени был минимальным или отсутствовал (минимизировать прохождение дейтронов на мишень между импульсами), а при подаче напряжения на отклоняющие пластины ток на мишени был максимален;

3) нет прямых показаний потока нейтронов.

Для решения данных проблем был создан импульсный монитор потока 14-мегаэлектронвольтных нейтронов.

МОНИТОР ПОТОКА НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МэВ

Идея разработки устройства заключается в регистрации нейтронов в импульсе и между импульсами (фоновая компонента). Для регистрации этих двух компонент были использованы спектрометрическая аппаратура в стандарте NIM [3] и многоканальный счетчик импульсов СЧМ-16. В качестве детектора использовался сцинтилляционный детектор с кристаллом стильбена $\emptyset70 \times 70$ мм. Расстояние между металло-тритиевой мишенью и детектором составляло 9.2 м. Разделение нейтронов в импульсе и фоновой компоненты проводилось методом времени пролета [4]. Блок-схема измерительной аппаратуры представлена на рис. 2.

Принцип работы измерительной аппаратуры следующий. Для измерения времени пролета нейтронов между мишенью и детектором в качестве точки отсчета используется импульс от генератора отклонения ионного пучка установки НГ-12И. Синхронно с высоковольтным импульсом с генератора отклоняющих импульсов подается



Рис. 4. Иллюстрация работы монитора потока нейтронов с энергией 14 МэВ при работе нейтронного генератора НГ-12И в импульсном режиме.

сигнал на усилитель с задержкой. Задержанные импульсы поступают на быстрый дискриминатор, и уже сформированные прямоугольные импульсы в качестве стартового сигнала подаются на вход времяамплитудного преобразователя *ВАП*.

Зарегистрированные детектором \mathcal{A} нейтроны создают электрические импульсы, которые поступают на вход предусилителя. Предварительно усиленный сигнал подается на вход дискриминатора, и уже сформированный сигнал в качестве стопового поступает на вход $BA\Pi$.

В ВАП формируется сигнал, амплитуда которого пропорциональна времени пролета регистрируемых частиц. Запуск преобразователя осуществляется сигналом с генератора отклоняющих импуль-(Старт), остановка преобразователя COB сигналом с детектора (Стоп). Преобразованные импульсы амплитудой до 10 В поступают на одноканальные анализаторы № 1 и № 2. Последние настраиваются с помощью временного окна так, что на выходе анализатора № 1 появляются сигналы только от зарегистрированных нейтронов в импульсе, а на выходе анализатора № 2 – сигналы, возникающие только от фоновой составляющей. Сигналы с одноканальных анализаторов поступают на счетчик СЧМ-16, встроенный в э.в.м., на мониторе которой в реальном времени отображается относительный поток нейтронов и фон, возникающий в интервалах времени между импульсами.

Настройка и проверка работоспособности монитора проводилась с использованием аппаратурных спектров, измеренных методом времени пролета (рис. 3). На спектре отображены следующие составляющие: пик гамма-излучения (10–60 нс), пик 14-МэВ нейтронов (170–220 нс) и фоновая составляющая (250–950 нс). В зависимости от

Эксперимент	Составляющая 14-МэВ нейтронов (эффект), импульсы	Составляющая фона (фон), импульсы	Эффект/фон
без монитора	61914	22911	2.7
с монитором	81360	6082	13.4

Таблица 1. Результаты экспериментов с использованием монитора потока нейтронов с энергией 14 МэВ и без него

условий эксперимента выбранные временные области можно изменять. Каждый анализатор проверялся путем подачи стробирующего сигнала (в режиме совпадений) на многоканальный анализатор. Анализатор № 1 регистрирует частицы во временной области 170–220 нс, анализатор № 2 – во временной области 780–970 нс.

На рис. 4 представлены показания монитора при работе нейтронного генератора НГ-12И в импульсном режиме в течение 1 ч. Верхний график описывает выход нейтронов, нижний — фоновую составляющую. Наблюдая за показаниями монитора, оператор установки может в реальном времени проводить настройку режима работы нейтронного генератора НГ-12И. Согласно рисунку, нейтронный генератор работал стабильно (выход нейтронов во времени был практически постоянен, относительный уровень фона не превышал за все время измерений 5%).

В табл. 1 приведены экспериментальные данные (суммарное количество импульсов во временной области фона и нейтронов), полученные в измерениях методом времени пролета без монитора и с монитором потока нейтронов. По данным таблицы видно, что фоновая составляющая с монитором в 3.7 раза меньше, при этом составляющая нейтронов в импульсе на 25% больше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан монитор потока нейтронов с энергией 14 МэВ, используемый для настройки нейтронного генератора НГ-12И в импульсно-периодическом режиме работы. Приведена блок-схема и описан принцип действия устройства. Представлены показания монитора, с помощь которых в реальном времени проводится настройка режима работы нейтронного генератора НГ-12И. Использование разработанного монитора в измерениях позволило контролировать относительный поток нейтронов с энергией 14 МэВ, а также проводить настройку оптимального режима работы нейтронного генератора НГ-12И с наилучшим соотношением эффект/фон. В результате существенно увеличился поток 14-МэВ нейтронов и при этом в три раза уменьшился фон. Также, из-за уменьшения фона, ресурс металлотритиевой мишени возрос (до 2 раз).

С использованием монитора потока нейтронов с энергией 14 МэВ выполнен цикл измерений спектральных характеристик гамма-нейтронного излучения, образующегося при взаимодействии 14-МэВ нейтронов с конструкционными материалами [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Воронин Г.Г., Морозов А.В., Свиньин М.П., Солнышков Д.А., Кирюшкин С.В., Магда Э.П., Мокичев Г.В., Сауков А.И., Семков А.Л. // Атомная энергия. 2003. Т. 94. Вып. 2. С. 127.
- 2. Горячев И.Г., Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- 3. Каталог. Московское представительство Pribori Oy официальный представитель ORTEC. Web site: www.pribori.com
- 4. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- Андреев С.А., Габбасов Д.М., Зацепин О.В., Намаконов В.В., Соколов Ю.А., Хатунцев К.Е., Хмельницкий Д.В. // ВАНТ. Серия: Ядерно-реакторные константы. 2018. Вып. 2. С. 161.

= ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 621.039.667.9

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА ДД-НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ АКТИВАЦИИ ИНДИЯ НА УСТАНОВКЕ "ИСКРА-5"

© 2020 г. И. П. Елин^{а,*}, Н. В. Жидков^а, Н. А. Суслов^а, Г. В. Тачаев^а

^а РФЯЦ — ВНИИ экспериментальной физики Россия, 607188, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37 *e-mail: yelin.ivan.p@gmail.com Поступила в редакцию 26.10.2019 г.

> После доработки 26.10.2019 г. Принята к публикации 17.11.2019 г.

Представлены результаты разработки активационного метода измерения выхода ДД-нейтронов по реакции 115 In(*n*, *n*') 115m In и его применения в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу на лазерной установке "Искра-5". При интегральном выходе импульсного нейтронного излучения порядка 10^8 нейтронов относительная погрешность измерений составила 35%. Полученные в экспериментах результаты продемонстрировали возможность применения данного активационного метода как на существующих, так и на более мощных лазерных установках.

DOI: 10.31857/S003281622002010X

введение

Одним из важнейших параметров, характеризующих результаты эксперимента по исследованию работы термоядерных мишеней на лазерных установках, является нейтронный выход. Совершенствование методик его измерения — важная задача для исследования. Это особенно актуально с развитием мощных лазерных установок нового поколения.

Фотодиссоциационный йодный лазер "Искра-5" [1] представляет собой 12-канальную систему. Длина волны лазерного излучения на основной гармонике составляет $\lambda = 1.315$ мкм, энергия на выходе одного канала достигает 1000 Дж.

Проведенная ранее на лазерной установке "Искра-5" серия экспериментов с мишенями с обращенной короной (м.о.к.) с использованием основной гармоники лазерного излучения показала высокую эффективность использования энергии лазерного излучения в таких мишенях [2]. В экспериментах с м.о.к. при подведенной к мишени энергии около 10 кДж был зарегистрирован выход ДД-нейтронов 5 · 10⁹. Для серии подобных экспериментов с м.о.к. с использованием второй гармоники лазерного излучения [3] был разработан и проверен экспериментально метод прямой активации индия ДД-нейтронами по реакции ¹¹⁵In(*n*, *n*)^{115m}In.

Методика прямой активации успешно применяется на установке NIF (National Ignition Facility, Ливермор, США) для определения интегрального нейтронного выхода в экспериментах как с ДД-, так и с ДТ-топливом [4]. Для установок с импульсным нейтронным выходом, превышающим 10¹⁰ нейтронов на лазерный импульс (далее нейтронов/импульс), активационные методики являются наиболее предпочтительными среди всего спектра нейтронных диагностик [5].

В цели настоящей работы входили: оценка возможностей метода прямой активации индия ДД-нейтронами на установке "Искра-5" и перспективы его применения, разработка оптимального варианта размещения активируемого образца в камере взаимодействия, калибровка системы регистрации наведенной активности и проведение измерений выхода ДД-нейтронов в экспериментах с м.о.к.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

В первичных реакциях синтеза в дейтериевой плазме в м.о.к. образуется поток нейтронов с энергией 2.45 МэВ. В процессе неупругого рассеяния данных нейтронов в реакции ¹¹⁵In(*n*, *n'*)^{115m}In в индии нарабатывается изомер с периодом полураспада $T_{1/2} = 4.49$ ч. Переход изомера в основное, невозбужденное состояние сопровождается испусканием γ -квантов с энергией 336 кэВ и с ветвлением распада 45.8% [6, 7]. По окончании эксперимента, спустя небольшой промежуток времени, образец помещается в германиевый полупроводниковый γ -детектор для определения наведенной активности. Активность изомера определяется по

площади пика соответствующей ү-линии 336 кэВ. По результатам измерений определяется первоначальный выход нейтронов в эксперименте.

Значительное преимущество методов прямой активации различных материалов заключается в том, что сечения активации хорошо известны, поэтому при известных геометрических характеристиках облучаемого образца вместо калибровки метода на источнике нейтронов с использованием монитора достаточно провести калибровку аппаратуры для регистрации вторичного γ-излучения активированного образца. Такую калибровку относительно просто провести с помощью образцовых спектрометрических γ-источников (ОСГИ).

Применение активационных диагностик наиболее распространено при высоких нейтронных выходах, >10¹⁰ нейтронов/импульс, что заметно превышает ожидаемый в экспериментах на установке "Искра-5" нейтронный выход 10⁸-10⁹ нейтронов/импульс. Поэтому для достижения максимальной чувствительности необходимо поместить образец как можно ближе к мишени, при этом максимально увеличив площадь облучения и массу образца. В то же время необходимо не создавать помех для другого диагностического оборудования, применяемого на камере взаимодействия, и не перекрывать пучки лазерного излучения, воздействующего на мишень. Анализ показал, что в условиях установки "Искра-5" индиевый образец диаметром ≥1 см может быть установлен на расстоянии не ближе чем 3.5 см от мишени.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

При организации измерений основной задачей была установка индиевого образца на допустимо близком расстоянии от мишени с возможностью максимально быстрого его извлечения после выстрела из вакуумной камеры взаимодействия. Крепление образца в этом случае представляло собой полую штангу с устройством фиксирования его положения. Штанга позволяла размещать образец непосредственно вблизи мишени на расстоянии $d = 3.5 \pm 0.1$ см от нее и транспортировать образец после снятия фиксации по полости штанги до вакуумного шлюза.

Наличие вакуумного шлюза позволяло после эксперимента изымать образец из вакуумной камеры взаимодействия в течение нескольких минут, не дожидаясь установления в ней атмосферного давления. Это сократило время задержки между выстрелом и началом измерения γ-активности образца с 2–3 ч до 10 мин, что весьма значимо, учитывая период полураспада ^{115m}In, равный 4.49 ч. К сожалению, небольшое сечение транспортного канала штанги ограничивало размер образца до его эффективной площади 0.79 \pm \pm 0.06 см².

Для предотвращения деформации и плавления под воздействием плазмы и рассеянного лазерного излучения индиевый образец был защищен алюминиевой фольгой толщиной 100 мкм.

Нейтронный выход в эксперименте определялся по соотношению, которое было получено с учетом результатов работы [7] и условий реализации метода на установке "Искра-5":

$$Y = \frac{C - B}{a_{\omega} \varepsilon_{D} \varepsilon_{S} n \sigma(E) \varepsilon_{B} V(e^{-\lambda t_{1}} - e^{-\lambda t_{2}})},$$

где C – площадь γ -пика с фоном; B – площадь фона; a_{φ} – доля нейтронов, попавших на образец; ε_D – эффективность детектора; ε_S – коэффициент, характеризующий самопоглощение излучения в образце; n – концентрация атомов изотопа ¹¹⁵ In в образце; $\sigma(E)$ – сечение поглощения в образце нейтронов с $E_n = 2.45$ МэВ; ε_B – ветвление распада; V – объем образца; λ – постоянная распада; t_1 , t_2 – время начала и конца измерения наведенной активности образца соответственно.

Согласно [8], минимально измеряемая активность определяется соотношением:

$$A_{\min} = \frac{1 + 2\delta \sqrt{n_{\Phi}T}}{\delta^2 \varepsilon_S \varepsilon_D T},$$

где $T = t_{\phi} + t$ – общее время измерения; t_{ϕ} – время измерения фона; t – время измерения активности; n_{ϕ} – скорость счета фона; δ – требуемая относительная погрешность измерения. Полагая $\delta = 0.5$, можно определить минимально измеримый выход нейтронов в геометрии эксперимента как $Y \approx 1.4 \cdot 10^8$ нейтронов/импульс.

Калибровка эффективности регистрации γ -квантов германиевым детектором проводилась с использованием калиброванного источника γ -квантов ¹³³Ва из набора ОСГИ на γ -линии с энергией E = 356 кэВ, что близко к измеряемой в методе линии γ -излучения изомера ¹¹⁵In (E = 336 кэВ). При размещении источника ¹³³Ва на поверхности детектора измеренная эффективность регистрации детектором составила $\varepsilon_D = 0.093 \pm 0.002$, что в пределах погрешности совпадает с известными литературными данными [7], полученными в близких условиях.

Для оценки доли нейтронов, перерассеянных от камеры взаимодействия, было проведено моделирование эксперимента с применением метода Монте-Карло в программе MCNPX. По результатам моделирования доля перерассеянных нейтронов составила менее 5% от общего значения. В процессе рассеяния нейтроны теряют энергию, и сечение поглощения в индии для них снижается в разы, что уменьшает их влияние на активность образца до 2–3% от общего значения.



Рис. 1. Активность *А* изомера в индиевом образце после эксперимента. Точки – результаты эксперимента, линия – экспоненциальная аппроксимация результатов экспериментов.

АПРОБАЦИЯ МЕТОДА

Метод измерения нейтронного выхода путем прямой активации индия на лазерной установке "Искра-5" был испытан экспериментально в серии опытов с м.о.к. при использовании второй гармоники лазерного излучения и всех 12-ти каналов установки [9].

Измерения были проведены в шести экспериментах. В двух экспериментах выход нейтронов превысил порог минимально измеримого с учетом погрешностей. Пример измерения ниспадающей наведенной активности изомера индиевого образца после эксперимента показан на рис. 1. Активность, определенная в ходе измерений, представлена отдельными точками и соответствующей экспоненциальной линией аппроксимации.

Постоянная распада для кривой аппроксимации, построенной по экспериментальным точкам, составляет $\lambda_{\text{аппр}} = (5.1 \pm 1.5) \cdot 10^{-5}$, а для изомера ^{115m}In $\lambda_{\text{изом In}} = 4.3 \cdot 10^{-5}$ [6]. Таким образом, падение активности индиевого образца, облученного в эксперименте, по скорости распада соответствует распаду изомера ^{115m}In.

РЕЗУЛЬТАТЫ

По результатам измерений, представленных на рис. 1, в эксперименте нейтронный выход составил $(1.7 \pm 0.6) \cdot 10^8$ нейтронов/импульс. По результатам измерений другими диагностиками, применяемыми на установке "Искра-5", усредненный нейтронный выход в этом эксперименте составил $(2.1 \pm 0.5) \cdot 10^8$ нейтронов/импульс, что свидетельствует о совпадении результатов в пределах погрешности измерений. При увеличении нейтронного выхода до уровня >1 $\cdot 10^9$ нейтронов/импульс относительная погрешность измерения, согласно расчетам, снизится до менее чем 0.15. Таким образом, убедительно продемонстрирована способность измерения данным методом интегрального выхода импульсного нейтронного излучения в экспериментах по термоядерному синтезу на лазерных установках с относительно невысоким нейтронным выходом.

выводы

В экспериментах на лазерной установке "Искра-5" реализован метод измерения интегрального выхода импульсного нейтронного излучения посредством прямой активации индия. Результаты измерений показали, что в имеющихся условиях чувствительность метода составила примерно 10⁸ нейтронов/импульс при относительной погрешности ~0.35, а увеличение выхода нейтронов свыше 10⁹ при сохранении геометрии облучения образца приводит к снижению относительной погрешности до менее чем 0.15. По сравнению с другими методами измерения нейтронного выхода описанный метод имеет такие преимущества, как относительно простая процедура калибровки и возможность масштабирования параметров, что позволяет измерять как большие, так и малые нейтронные выходы. Таким образом, можно говорить о значительных перспективах применения метода измерения нейтронного выхода путем активации индия как на существующих лазерных установках, так и на потенциально более мошных.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллектив сотрудников установки "Искра-5" за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Анненков В.И., Багрецов В.А., Безуглов В.Г., Виноградский Л.М., Гайдаш В.А., Галахов И.В., Гашеев А.С., Гузов И.П., Задорожный В.И., Ерошенко В.А., Ильин А.Ю., Каргин В.А., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Кротов В.А. и др. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 5. С. 536.
- Бессараб А.В., Гайдаш В.А., Долголева Г.В., Жидков Н.В., Изгородин В.М., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Кунин А.В., Литвин Д.Н., Муругов В.М., Насыров Г.Ф., Пунин В.Т., Рогачев В.Г., Сеник А.В., Суслов Н.А., Тачаев Г.В., Шемякин В.И. // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 6. С. 1800.
- Анненков В.И., Беспалов В.И., Бредихин В.И., Виноградский Л.М., Гайдаш В.А., Галахов И.В., Гаранин С.Г., Ершов В.П., Жидков Н.В., Зильберберг В.В., Зубков А.В., Калипанов С.В., Каргин В.А., Кириллов Г.А., Коваленко В.П. и др. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 11. С. 993.

- Bleuel D.L., Yeamans C.B., Bernstein L.A. Bionta R.M., Caggiano J.A., Casey D.T., Cooper G.W., Drury O.B., Frenje J.A., Hagmann C.A., Hatarik R., Knauer J.P., Gatu Johnson M., Knittel K.M., Leeper R.J. u dp. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. 10D313. https://doi.org/10.1063/1.4733741
- Jarvis O.N., Clipham E.W., Hone M.A., Laundy B.J., Pillon M., Rapisarda M., Sadler G.J., Belle P., Verschuur K.A. // Fusion Tech. 1991. V. 20. № 3. P. 265. https://doi.org/10.13182/FST91-A29668
- Маслов И.А., Лукницкий В.А. Справочник по нейтронному активационному анализу. Л.: Наука, 1971.
- Cooper G.W., Ruiz C.L. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 814. https://doi.org/10.1063/1.1320997
- 8. Дементьев В.А. Измерение малых активностей радиоактивных препаратов. М.: Атомиздат, 1967.
- Гаранин С.Г., Душина Л.А., Елин И.П., Жидков Н.В., Изгородин В.М., Калмыков Н.А., Коваленко В.П., Кравченко А.Г., Литвин Д.Н., Петров С.И., Поздняков Е.В., Рогачев В.Г., Стародубцев К.В., Суслов Н.А., Тачаев Г.В., Чаунин А.Е. // ЖЭТФ. Т. 155. Вып. 4. С. 759.

https://doi.org/10.1134/S0044451019040199

- ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 539.1.074

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМЫ СИГНАЛОВ В ³Не-СЧЕТЧИКЕ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

© 2020 г. И. А. Васильев^а, Р. М. Джилкибаев^{а,*}, Д. В. Хлюстин^а

^а Институт ядерных исследований РАН Россия, 117312, Москва просп. 60-летия Октября, 7а *e-mail: rmd@inr.ru Поступила в редакцию 17.09.2019 г. После доработки 17.09.2019 г.

Принята к публикации 23.09.2019 г.

Представлены результаты исследования формы сигналов в ³Не-счетчике при регистрации тепловых нейтронов. Разработана электроника, состоящая из зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя сигналов счетчика. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в ³Не-счетчике при регистрации нейтронов. Предложен новый метод определения давления ³Не в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике. Данный метод хорошо согласуется с прямым измерением давления ³Не в счетчике методом пропускания.

DOI: 10.31857/S0032816220010255

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа связана с разработкой элементов установки ИНЕС по измерению полных и парциальных (n, γ) сечений на импульсном источнике нейтронов РАЛЭКС Центра коллективного пользования ИЯИ РАН [1]. Установка ИНЕС использует времяпролетную (TOF – Time of Flight) методику для измерения сечений и состоит из сцинтилляционного у-детектора, мониторных и пучковых нейтронных ³Не-счетчиков СНМ-18-1. Пропорциональные счетчики, заполненные ³Не, широко используются для регистрации нейтронов в ядерной физике [2, 3]. Счетчик нейтронов СНМ-18-1 представляет собой цилиндрическую тонкостенную латунную камеру длиной 310 мм и диаметром 32 мм. В центре камеры расположен анод диаметром 100 мкм. Камера заполнена газовой смесью ³He (97%) + Ar (3%) с давлением, равным 4 атм на момент изготовления счетчика. Имеющиеся в нашем распоряжении счетчики нейтронов СНМ-18-1 изготовлены в 1982 г. Поскольку давление ³Не в счетчике со временем падает, нами предложен метод определения его давления в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике.

2. ОПИСАНИЕ РАБОТЫ ³Не-СЧЕТЧИКОВ

³Не имеет большое сечение (5330 б) захвата тепловых нейтронов в реакции ³He + n^- > ³H + p с выделением полной энергии, равной 764 кэВ. В результате 2-частичной реакции захвата в конечном состоянии появляются протон с энергией 573 кэВ и тритон (³H) с энергией 191 кэВ, имеющие одинаковые импульсы и разлетающиеся в противоположные стороны. В ³He с давлением 2.5 атм протоны и тритоны имеют средний пробег, равный 15.2 и 5.8 мм соответственно [4]. При этом протоны и тритоны образуют прямолинейные треки в газовой среде счетчика с разной плотностью ионизации вдоль соответствующего трека.

Пропорциональный режим работы счетчика задается выбором напряжения между анодом и катодом порядка ~1000 В. Этот режим работы предполагает, что небольшое газовое усиление (~100) вблизи анода позволяет пренебречь искажением электрического поля в этой области из-за пространственного заряда. Электроны ионизации, образованные вдоль трека, дрейфуют в электрическом поле счетчика к аноду, и на расстоянии нескольких длин свободного пробега электронов (~10 мкм) от анода, в области сильного (~30 кВ/см) электрического поля, происходит лавинообразное размножение электронов. При этом в газовом счетчике время образования лавины составляет ~1 нс.

В зависимости от расположения трека относительно анода будет меняться временная картина



Рис. 1. Принципиальная схема зарядово-чувствительного предусилителя с парафазным выходом.

прихода электронов ионизации к аноду. В результате ³Не-счетчик будет работать как одномерная времяпроекционная камера (1D Time Projection Chamber). Для трека, параллельного аноду, все электроны ионизации достигнут анода практически одновременно, и анодный сигнал будет иметь самое короткое время нарастания. Поскольку ширина трека пренебрежимо мала, это эквивалентно событию с первоначальной ионизацией в точке. Импульс с анода счетчика от событий с точечной ионизацией будет иметь время нарастания, обусловленное временем дрейфа ионов из лавины от анода, и время спада, связанное с временем дифференцирования усилителя. Для трека, расположенного непараллельно аноду, форма импульса будет определяться как суперпозиция импульсов с точечной ионизацией в счетчике по времени прихода электронов ионизации трека к аноду. Для треков, расположенных перпендикулярно аноду, разница времен прихода первых и последних (наиболее удаленных) электронов ионизации будет максимальной, в результате чего импульс с анода будет иметь наиболее широкую и двугорбую форму. Регистрация формы импульсов с анода счетчика позволит оценить максимальное время дрейфа электронов ионизации, которое в свою очередь зависит от давления газа ³Не в счетчике.

3. ЭЛЕКТРОНИКА ³Не-СЧЕТЧИКА

Для измерений формы импульсов с ³Не-счетчиков СНМ-18-1 была разработана электроника. состоящая из зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя. Предусилители устанавливались в непосредственной близости от детектора СНМ-18-1 для уменьшения шумов. Аналоговые парафазные сигналы с выхода предусилителя передавались по длинному (≈10 м) кабелю (UTP Cat. 5E) на входы усилителя-формирователя. Питание предусилителей ±6 В осуществлялось по этому же кабелю. Для предусилителя выбрана стандартная схема [5, 6] зарядовочувствительного усилителя с полевыми транзисторами на входе. Для уменьшения шумов применялись два малошумящих полевых транзистора J2SK443, соединенных параллельно. Принципиальная схема зарядово-чувствительного предусилителя с парафазным выходом показана на рис. 1.

Усилитель-формирователь имеет дифференциальный вход, усиливающий разность сигналов на входе. Шумы от наводки внешних сигналов на кабель дают сигналы одной полярности на входе усилителя-формирователя, поэтому результирующий сигнал от шумов наводки будет компенсироваться. Материнская плата на 8 измерительных каналов включает в себя двухпороговые дискриминаторы и усилители для передачи цифровых и аналоговых парафазных сигналов по согласованной длинной линии UTP (≈150 м) в измеритель-



Рис. 2. Принципиальная схема усилителя-формирователя.

ную комнату. Усилитель-формирователь состоит из дифференциального усилителя на входе, электронного фильтра Sallen—Key [7] и дифференциального выхода. Принципиальная схема усилителя-формирователя показана на рис. 2. Фильтр Sallen—Key реализован на основе операционного усилителя (AD828, U2A) и обеспечивает форму выходного сигнала, близкую к оптимальной [8], при которой достигается наилучшее отношение сигнал/шум при измерении амплитуды сигнала.

4. ИЗМЕРЕНИЯ СИГНАЛОВ В ³Не-СЧЕТЧИКЕ

Измерения формы сигналов счетчика при регистрации тепловых нейтронов проводились с помощью 12-битного 4-канального аналого-цифрового преобразователя CAEN DT5720 (waveform digitizer) [9]. Устройство работало на частоте 250 МГц, амплитуда сигналов измерялась в 4096 точках с интервалом 4 нс.

Трек частиц состоит из протонного и ³Н участков длиной 38 мм/P и 14.5 мм/P соответственно, где P – давление ³Не в счетчике, измеренное в атмосферах [4].

Зависимость амплитуды типового сигнала на выходе усилителя с анода счетчика от времени показана на рис. За. Распределение собранного заряда при регистрации нейтронов в счетчике,

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

полученное интегрированием амплитуды сигналов в интервале 4–16 мкс, приведено на рис. 36.

Узкий пик в распределении собранного заряда аппроксимируется функцией Гаусса со средним зарядом и дисперсией, соответственно равными 2413 и 37.7 и выраженными в условных единицах. Относительная ширина пика равна 3.7% (FWHM). На распределении (см. рис. 3б) можно выделить три граничных значения (600, 1800 и 2400) собранного заряда, при которых начинается резкое увеличение числа событий в распределении. Первые два граничных значения (600, 1800) связаны с событиями реакции захвата нейтронов и образования треков вблизи катода счетчика, в которых регистрируется только один ³H-трек (191 кэВ) или протонный (574 кэВ) трек соответственно. Другая часть трека поглощается катодом. События, в которых оба трека находятся в газовом объеме счетчика, имеют энерговыделение 765 кэВ и дают узкий пик с суммарным зарядом в районе 2400. Таким образом, граничные значения (600, 1800 и 2400) собранного заряда находятся в линейной зависимости от энерговыделения треков (191, 574 и 765 кэВ), следовательно, счетчик работает в линейном режиме. Эффективность регистрации полного заряда определяется как отношение площади под распределением Гаусса к полной площади и составляет ~31%.



Рис. 3. а – амплитуда типового сигнала на выходе усилителя с анода счетчика; **б** – гистограмма собранного заряда при регистрации нейтронов в счетчике, полученная интегрированием амплитуды сигналов в интервале 4–16 мкс.

Общая длина трека равна 52.5 мм/P [4]. Отсюда следует, что при давлении меньше 3.4 атм общая длина трека от протона и тритона будет превышать радиус счетчика, и максимальное время дрейфа электронов будет определяться радиусом счетчика.

Моделирование методом Монте-Карло использовалось для определения зависимости эффективности собирания полного заряда трека, эквивалентного энерговыделению 764 кэВ, от давления ³Не в счетчике. Длина треков в счетчике



Эффективность сбора полного заряда, %

Рис. 4. Вычисленная зависимость эффективности сбора полного заряда от давления ³Не в счетчике.

однозначно определяется давлением ³Не в счетчике при регистрации тепловых нейтронов. При этом полагается, что трек в объеме счетчика равномерен и изотропен и не достигает стенки счетчика. Такие события дают узкий пик (см. рис. 36) в распределении сигналов в счетчике при регистрации нейтронов в зависимости от собранного заряда. Эффективность сбора полного заряда зависит от геометрии счетчика и длины треков.

Результаты моделирования зависимости эффективности собирания полного заряда от давления ³Не в счетчике представлены на рис. 4. Измеренная эффективность собирания полного заряда, равная ~31%, находится в хорошем согласии с вычисленной величиной при условии, что давление в счетчике составляет 2.5 атм. Согласно рис. 4, ошибка 1% при измерении эффективности сбора полного заряда приводит к ошибке измерения давления 0.05 атм. Таким образом, по результатам измерения эффективности сбора полного заряда счетчиком можно определить давление ³Не как 2.5 ± 0.05 атм.

Программа LTspice [10] использовалась при моделировании формы сигналов для событий с треком, параллельным аноду, в электронной схеме, состоящей из предусилителя и усилителяформирователя. Для трека, параллельного аноду, все электроны ионизации достигнут анода практически одновременно, и тем самым анодный сигнал будет иметь минимальное время нарастания. При этом полагается, что основной вклад в импульс с анода дает сигнал от движения ионной компоненты лавины вблизи анода счетчика, име-



Рис. 5. а – смоделированная форма импульса на выходе усилителя-формирователя (точки) для событий с треком, параллельным аноду, сплошная кривая – аппроксимация зависимостью $Aerf(t/t_0)exp(-t/t_1)$; **б** – измеренная форма импульса счетчика с минимальным временем нарастания.

ющий логарифмическую зависимость от времени: $V(t) = Q/C\ln(1 + t/T_0)$ [11], где Q – заряд лавины, C – емкость анода, T_0 – характерное время, определяемое давлением газа, диаметром анода, подвижностью ионов в газе и составляющее ~30 нс.

Смоделированная форма импульса на выходе усилителя-формирователя, определяемая вкладом движения ионов лавины вблизи анода счетчика, показана точками на рис. 5а. Эта форма импульса хорошо аппроксимируется произведением функций erf и exp: $Aerf(t/t_0)exp(-t/t_1)$, где A – амплитуда, t_0 — время нарастания сигнала и t_1 — время спада сигнала. Результирующая кривая с параметрами фита, равными: $A = 0.62, t_0 = 0.4$ мкс, $t_1 =$ = 1.6 мкс, показана на рис. 5а. При этом аппроксимирующая кривая хорошо описывает форму импульса с анода, за исключением плавного спада во времени. Наличие этого спада в импульсах обусловлено логарифмической зависимостью от времени входного сигнала. Смоделированная форма импульса хорошо согласуется с измеренной формой импульса (рис. 5б) счетчика СНМ-18-1. При этом отбирался импульс с минимальным временем нарастания и полным зарядом, который лежит в узком интервале (2350-2500) под пиком (см. рис. 3б).

Время дрейфа электронов ионизации, образованных вдоль трека, зависит от расстояния до анода и скорости дрейфа электронов в газовой среде счетчика СНМ-18-1. При этом скорость дрейфа электронов будет в основном определяться ³Не, ввиду того что его парциальное давление много больше, чем Ar. Реальное соотношение остаточных парциальных давлений газов в счетчике можно оценить в предположении, что Ar практически не вытекает из счетчика и его парциальное давление в счетчике не меняется. Исходя из этого, первоначальная примесь Ar (3%) в счетчике увеличится до 4.6% при давлении ³Не, равном 2.5 атм.

Напряженность, В/см, электрического поля в счетчике в точке, расположенной на расстоянии r от анода, равна $E = V/r/\ln(R/a)$, где V, В – напряжение на аноде, R = 1.55 см — внутренний радиус счетчика, a = 0.005 см – радиус анода. Таким образом, напряженность поля в точке, удаленной от анода на расстояние 1 см, равна E = 190 В/см при рабочем напряжении на счетчике 1100 В. Зависимость скорости дрейфа электронов ионизации в ⁴Не от величины E/N, где E – напряженность электрического поля, а N – плотность газа, показана на рис. 6а [12]. Удельная плотность N, атом/см³, газа зависит от давления *P*, Торр, и температуры Т, К, газа следующим образом: N = $= 2.69 \cdot 10^{19} \cdot (P/760) \cdot (273/T)$. При давлении ³Не 2.5 атм общая длина трека от протона и тритона превышает радиус счетчика, и максимальное время дрейфа электронов будет определяться радиусом счетчика. Можно оценить максимальную разницу времен прихода первых и последних электронов ионизации к аноду счетчика как время дрейфа электрона от катода к аноду. Детальный расчет времени дрейфа электрона ионизации от катода к аноду при давлении ³He 2.5 атм дает зна-



Рис. 6. а – зависимость скорости дрейфа электронов ионизации в ⁴He от величины E/N, где E – напряженность электрического поля, а N – плотность газа; **б** – зависимость вычисленного времени дрейфа электронов ионизации, образованных вблизи катода, от давления ³He в счетчике.

чение 4.5 мкс. На рис. 66 приведена зависимость вычисленного времени дрейфа электронов ионизации, образованных вблизи катода, от давления ³Не в счетчике. Эта зависимость имеет линейный



Рис. 7. Зависимость амплитуды сигнала на выходе усилителя с анода счетчика от времени для события, имеющего максимальную эффективную ширину импульса 4.5 мкс.

характер и не зависит от длины трека, поскольку общая длина трека больше радиуса счетчика.

Разница времен прихода ближайших к аноду и наиболее удаленных электронов ионизации будет максимальной для треков, расположенных перпендикулярно к аноду, в результате чего импульс с анода будет иметь наиболее широкую и двугорбую форму. Второй пик во временной зависимости амплитуды сигнала связан с тем, что в конце трека протона или тритона резко возрастает число электронов ионизации на единицу длины трека. События с двугорбой формой имеют четкую сигнатуру и несут информацию о длине трека. Регистрация формы импульсов с анода счетчика позволит определить максимальное время дрейфа электронов ионизации, которое зависит от давления ³Не в счетчике, и тем самым оценить давление в счетчике.

Для определения эффективной ширины импульса двугорбой формы использовался алгоритм поиска пиков в программе TSpectrum [13]. Для корректной работы программы амплитуды сигналов инвертировались. При этом поиск пиков проводился для событий с полным зарядом в узком интервале (2350–2500) под пиком (см. рис. 3б). Для таких событий треки протона и тритона, образованные в результате реакции захвата нейтрона ядром ³Не, полностью находятся внутри газового объема и не касаются стенок счетчика.

Двугорбая форма сигнала на выходе усилителя, имеющего максимальную эффективную ширину импульса 4.5 мкс, показана на рис. 7.



Рис. 8. а – гистограмма распределения отобранных событий с полным зарядом в узком интервале под пиком в зависимости от эффективной ширины сигнала с анода счетчика; **б** – зависимость эффективности пропускания тепловых нейтронов от давления газа ³Не в счетчике.

Эффективная ширина сигнала определялась как разница во времени между положением максимума второго пика и началом первого пика с порогом, равным 5% от максимума пика.

Гистограмма распределения отобранных событий с двугорбой формой и полным зарядом в узком интервале 2350-2500 под пиком (см. рис. 3б) в зависимости от эффективной ширины сигнала с анода счетчика представлена на рис. 8а. В этом распределении максимальная эффективная ширина сигнала составила 4.5 ± 0.1 мкс. Как было отмечено выше, при длине трека больше радиуса счетчика максимальная разница времен прихода первых и последних электронов ионизации к аноду счетчика вычисляется как время дрейфа электрона от катода к аноду. По результатам моделирования зависимости времени дрейфа электронов ионизации, образованных вблизи катода, от давления ³Не в счетчике (см. рис. 6б) можно оценить давление ³Не в счетчике как 2.5 ± 0.1 атм.

Этот результат находится в хорошем согласии с величиной 2.5 ± 0.05 атм, полученной путем измерения эффективности сбора полного заряда счетчиком. Таким образом, можно заключить, что два метода анализа формы сигналов — измерение эффективности собирания полного заряда и максимальной эффективной ширины сигнала — хорошо согласуются и позволяют определить давление ³Не в счетчике.

Другой, хорошо известный метод, основанный на методе пропускания [14], использовался для независимого измерения давления ³Не в счетчике. Метод пропускания основан на определении эффективности пропускания тепловых нейтронов через исследуемый счетчик. Для этого использовалась простая установка, состоящая из коллимированного источника тепловых нейтронов, мониторного нейтронного счетчика и исследуемого нейтронного счетчика. При этом эффективность мониторного счетчика не влияет на определение эффективности пропускания тепловых нейтронов через исследуемый счетчик. Источник тепловых нейтронов выполнен в форме закрытого куба из борированного полиэтилена размером $600 \times 600 \times 600$ мм и с толщиной стенок 100 мм, внутри которого помещен источник ²⁵²Cf. Для создания пучка тепловых нейтронов размером, сравнимым со счетчиком СНМ-18-1, с внешней стороны куба размещались с образованием щели 32 × 400 мм листы из Cd (толщиной 1 мм), поглощающие тепловые нейтроны. Напротив щели на расстоянии 100 мм помещался исследуемый счетчик, а за ним - мониторный счетчик СНМ-17 диаметром 18 мм и длиной 200 мм. Исследуемый счетчик геометрически полностью перекрывал поток прямых тепловых нейтронов, попадающих в мониторный счетчик. Таким образом, в мониторный счетчик попадали прямые и фоновые тепловые нейтроны. Для определения эффективности пропускания (eff) тепловых нейтронов через исследуемый счетчик проводилось три измерения:

1) без счетчика СНМ-18-1 монитор регистрировал счет (N_1) прямых (n) и фоновых (n_0) нейтронов: $N_1 = n_0 + n$;

2) при подавленном потоке прямых нейтронов и закрытой листом Cd щели монитор регистрировал счет (N_2) фоновых нейтронов: $N_2 = n_0$;

3) с счетчиком СНМ-18-1 монитор регистрировал счет (N_3) прямых ослабленных ($n \cdot eff$) и фоновых (n_0) нейтронов: $N_3 = n_0 + n \cdot eff$.

В результате получено три уравнения с тремя неизвестными, решение которых относительно *eff* будет имеет вид: *eff* = $(N_3 - N_2)/(N_1 - N_2)$. Проведенные измерения со счетчиком CHM-18-1 дали следующий результат: *eff* = $(405 - 219)/(700 - 219) = 0.38 \pm 0.02$.

Эффективность пропускания тепловых нейтронов зависит от длины трека нейтрона, пересекающего исследуемый счетчик, от сечения взаимодействия нейтрона с ³Не с учетом теплового размытия по энергии нейтрона и от давления газа в счетчике. Тепловое размытие скорости V нейтрона моделировалось с учетом того, что функция плотности вероятности по скорости равна p(x) = $= x^2 \exp(-x^2)$. Здесь $x = V/V_p$ – относительная скорость; V_p – наиболее вероятная скорость нейтронов, находящихся в тепловом равновесии при температуре *T*: $V_p^2 = 2kT/m$, где k – постоянная Больцмана и m – масса нейтрона. Программа GEANT4 [15] использовалась для вычисления зависимости эффективности пропускания тепловых нейтронов от давления ³Не в счетчике, которая представлена на рис. 86. Измеренная и вычисленная эффективности пропускания согласуются при условии, что давление в счетчике составляет 2.4 ± ± 0.2 атм. Это находится в хорошем согласии со значениями, ранее полученными путем измерения эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования формы сигналов в ³Не-счетчике при регистрации тепловых нейтронов. Разработана электроника, состоящая из зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя сигналов счетчика. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в ³Не-счетчике при регистрации нейтронов. Предложен новый метод определения давления ³Не в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной ширины сигналов в счетчике. Проведенные измерения давления ³Не с использованием независимого метода пропускания показали результаты, которые хорошо согласуется с предложенным методом.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.И. Ткачеву, А.В. Фещенко, О.В. Каравичеву и В.Е. Постоеву за поддержку и помощь в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования "Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины ИЯИ РАН" при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии (№ 14.621.21.0014 от 28.08.2017), уникальный идентификатор RFMEFI62117X0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бенецкий Б.А., Вахетов Ф.З., Грачев М.И., Даньшин С.Н., Емельянов В.В., Жуков Ю.Н., Заикин Д.А., Коптелов Э.А., Кутузов В.А., Лебедев С.Г., Мордовской М.В., Рябов Ю.В., Сазанов В.Н., Скоркин В.И., Соболевский Н.М. и др. Препринт ИЯИ-1058/2001. М.: 2001.
- Mazeda D., Mameri S., Giolini R. // Radiation Measurements. 2012. V. 47. P. 577. https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2012.06.002
- Langford T.J., Bass C.D., Beise E.J., Breuer H., Erwin D.K., Heimbach C.R., Nico J.S. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 2003. V. A717. P. 51. https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.03.062
- 4. *Ziegler J.F., Biersack J.P.* SRIM2000. The Stopping and Range of Ions in Matter. Version 0.06. 2000. www.srim.org
- 5. Santiard J. CERN/EP/JCS/ef. 7 October 1976.
- 6. Radeka V. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1988. V. 38. P. 217.
- Sallen R., Key L. // IRE Trans. Circuit Theory. 1955. V. CT-2. P. 74.
- Цитович А.П. Ядерная электроника. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- 9. CAEN DT5720. 4 channel 12 bit waveform digitizer. http://www.caen.it
- 10. LTspice. Analog electronic circuit simulator. http://www.analog.com
- 11. Sauli F. Report CERN 77-09. Geneva: CERN, 1977.
- Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- Brun R., Rademakers F. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1977. V. A389. P. 81. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X
- Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.
- Geant4 Collaboration *Agostinelli S. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 2003. V. A506. P. 250. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

= ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 539.1.074.8

ПАССИВНЫЙ ДОЗИМЕТР НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

© 2020 г. А. М. Мамаев^{*a*}, В. Н. Пелешко^{*a*}, Е. Н. Савицкая^{*a*,*}, А. В. Санников^{*a*,**}, М. М. Сухарев^{*a*}, С. Э. Сухих^{*a*}

^а Институт физики высоких энергий им. А.А. Логунова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт"

Россия, 142281, Протвино Московской обл., ул. Победы, 1 *e-mail: savitskaya@ihep.ru **e-mail: sannikov@ihep.ru Поступила в редакцию 01.10.2019 г.

> После доработки 11.10.2019 г. Принята к публикации 18.10.2019 г.

Описан пассивный дозиметр нейтронов (п.д.н.) для высокоэнергетических ускорителей. В качестве детектора тепловых нейтронов применяется слайд индивидуального дозиметра ДВГН-01, размещенный в центре полиэтиленового замедлителя. Замедлитель содержит свинцовую вставку, повышающую чувствительность дозиметра к высокоэнергетическим нейтронам, и кадмиевый фильтр. Выполнены расчеты по оптимизации параметров конструкции дозиметра с точки зрения энергетической зависимости чувствительности в диапазоне энергий от тепловой до 1 ГэВ. Расчетные данные согласуются с экспериментальными результатами, полученными в низкоэнергетических опорных полях нейтронов. Проведены сравнительные измерения с помощью п.д.н. и низкоэнергетического пассивного дозиметра в полях нейтронов за защитой протонного ускорителя У-70 ИФВЭ на 70 ГэВ.

DOI: 10.31857/S0032816220020123

введение

Пассивные дозиметры нейтронов на основе термолюминесцентных детекторов тепловых нейтронов в шаровых или цилиндрических полиэтиленовых замедлителях широко применяются на ядерных установках для измерения амбиентного эквивалента дозы нейтронов. Однако при использовании таких дозиметров за защитами высокоэнергетических ускорителей недостатком их является низкая чувствительность к нейтронам с энергией выше 20 МэВ, что может приводить к значительной недооценке дозы нейтронов [1].

В данной работе описана конструкция пассивного дозиметра нейтронов (п.д.н.) с комбинированным замедлителем, применение которого позволяет устранить указанный выше недостаток и расширить энергетический диапазон дозиметра. Комбинированный замедлитель содержит свинцовую вставку и кадмиевый фильтр внутри полиэтиленового замедлителя. Свинцовый конвертер, предложенный впервые в работе [2], повышает чувствительность дозиметра к высокоэнергетическим нейтронам за счет размножения нейтронов в реакциях (n, 2n), (n, 3n) и т.д. Кадмиевый фильтр выравнивает энергетическую зависимость чувствительности в низкоэнергетической области.

В качестве детектора тепловых нейтронов аналогично низкоэнергетическому пассивному дозиметру эффективной дозы (д.э.д.) нейтронов [3] применен слайд индивидуального дозиметра ДВГН-01 [4], содержащий термолюминесцентные летекторы ⁷LiF и ⁶LiF. что позволило использовать стандартную калибровку и обсчет детекторов на автоматизированном комплексе АКИДК-301 [5]. Конструкция дозиметра была оптимизирована на основе расчетов по программам [6, 7]. Изготовлены опытные образцы п.д.н. и проведены измерения в низкоэнергетических опорных полях нейтронов и высокоэнергетических полях за защитой ускорителя У-70 ИФВЭ на 70 ГэВ. Проведено сравнение результатов с расчетными данными и экспериментальными результатами, полученными с помощью д.э.д.

ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ И ФУНКЦИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ П.Д.Н.

За основу конструкции п.д.н. был принят один из вариантов конструкции активного дозиметра нейтронов для высокоэнергетических ускорите-



Рис. 1. Схематическое изображение конструкции п.д.н. в разрезе.

лей [8]. Выбран наиболее технологичный вариант полиэтиленового замедлителя в виде усеченного цилиндра, торцы которого срезаны коническими поверхностями под углом 45°. Такая конструкция обеспечивает минимальную анизотропию чувствительности. Оптимальные размеры усеченного цилиндра: высота и диаметр равны 22.4 см. Внешние размеры цилиндрической свинцовой вставки составляют Ø10 × 10 см, ее толщина 8 мм. Вместо борного фильтра [8] использован кадмиевый фильтр толщиной 0.5 мм с площадью перфорации 28%.

Схематическое изображение конструкции п.д.н. представлено на рис. 1. Внешний полиэтиленовый замедлитель дозиметра состоит из верхней и нижней частей в виде усеченных конусов и центральной цилиндрической части. Внутри внешнего замедлителя размещены свинцовый конвертер, кадмиевый фильтр, внутренний полиэтиленовый замедлитель и цилиндрическая полиэтиленовая вставка диаметром 28 мм с полостью для слайда ДВГН-01. Вся конструкция скреплена четырьмя полиэтиленовыми болтами. Масса п.д.н. со стальной ручкой для переноски дозиметра и тремя дюралюминиевыми ножками составляет менее 10 кг.

Слайд ДВГН-01 содержит термолюминесцентные детекторы ⁷LiF и ⁶LiF. Первый из них регистрирует только γ-кванты и заряженные частицы, второй – те же частицы и нейтроны. Отклик ДВГН-01 к нейтронам определяется по разности показаний детекторов. Расчеты функции чувствительности (ф.ч.) при изотропном облучении п.д.н. нейтронами проводились по программам $R_c, R_{AP}, cM^2; h^*(10), h_p(10, 0^\circ), \phi 3B \cdot cM^2$



Рис. 2. Энергетические зависимости: чувствительности R_c п.д.н. и д.э.д. при изотропном облучении; ф.ч. $R_{\rm AP}$ при направленном облучении слайда в кассете ДВГН-01 на плоском фантоме из оргстекла; удельных амбиентного $h^*(10)$ и индивидуального $h_p(10,0^\circ)$ эквивалентов дозы нейтронов [9, 10].

[6, 7]. Методика расчета для пары детекторов ${}^{6}\text{LiF}{-}^{7}\text{LiF}$ описана в работе [4]. Полученная ф.ч. $R_{c}(E)$ для описанной выше конструкции п.д.н. в единицах (n, α)-реакций в детекторе ${}^{6}\text{LiF}$ на единичный флюенс нейтронов показана на рис. 2. Здесь же приведена ф.ч. д.э.д., рассчитанная по программам [6, 7], и даны энергетические зависимости удельных амбиентного ($h^{*}(10)$ [9, 10]) и индивидуального ($h_{p}(10,0^{\circ})$ [9]) эквивалентов дозы нейтронов.

Дозиметр эффективной дозы представляет собой слайд ДВГН-01, размещенный в центре шарового полиэтиленового замедлителя диаметром 25.4 см. Чувствительность п.д.н. к тепловым и промежуточным нейтронам по отношению к чувствительности д.э.д. до четырех раз ниже, к быстрым – в полтора раза ниже, а к высокоэнергетическим – до десяти раз выше. Различие ф.ч. п.д.н. и д.э.д. при высоких энергиях обусловлено влиянием свинцового конвертера, а при низких энергиях - поглошением тепловых нейтронов калмиевым фильтром п.д.н. Несмотря на то что последний снижает чувствительность п.д.н., его применение позволяет значительно уменьшить разброс дозовой чувствительности в различных нейтронных спектрах, а также размеры и массу прибора.

1.4

 $c_i^* = H_i^*(10)/H_{ci}$

23

Δ

 10^{2}

ГРАДУИРОВОЧНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ П.Д.Н. И Д.Э.Д. В ПОЛЯХ НЕЙТРОНОВ С ПРОТЯЖЕННЫМИ СПЕКТРАМИ

Процедура оптимизации конструкции п.д.н. включала в себя свертку ϕ .ч. $R_{c}(E)$ со спектрами $\phi_i(E)$ из имеющейся у нас библиотеки нейтронных спектров и расчет градуировочных коэффициентов c_i^* п.д.н. для этих спектров:

$$c_i^* = \frac{H_i^*(10)}{H_{ci}} = \frac{\int h^*(10, E)\varphi_i(E)dE}{c\int R_c(E)\varphi_i(E)dE}$$

где

$$c = \frac{H_p^{\rm rp}(10,0^\circ)}{H_{{\rm Д}{\rm B}{\rm \Gamma}{\rm H}}^{\rm rp}({\rm A}{\rm P})} = \frac{\int h_p(10,0^\circ,E)\varphi_{\rm rp}(E)dE}{\int R_{{\rm A}{\rm P}}(E)\varphi_{\rm rp}(E)dE}$$

Здесь H_{ci} — показание слайда в единицах индивидуального эквивалента дозы нейтронов $H_p(10,0^\circ)$ для спектра $\phi_i(E)$, а $\phi_{rp}(E)$ – спектр нейтронов [11] установки УКПН-1М с источником ²³⁹Ри-Ве, используемой в ИФВЭ для градуировки и поверки дозиметрических приборов.

Градуировочный коэффициент с по индивидуальному эквиваленту дозы нейтронов рассчитывался для условий стандартной градуировки слайдов в кассете ДВГН-01 на плоскопараллельном фантоме из оргстекла с размерами 30 × 30 × 15 см в поле нейтронов установки УКПН-1М. Энергетическая зависимость чувствительности при передне-задней (anterior-posterior) геометрии облучения $R_{AP}(E)$ для условий градуировки рассчитана в настоящей работе по программе [6] и приведена на рис. 2.

Библиотека нейтронных спектров включает в себя низкоэнергетические спектры за защитами реакторов, фильтрованные и нефильтрованные спектры радионуклидных источников, а также высокоэнергетические спектры за защитами ускорителей. Не использовались спектры за стальными защитами, не характерными для условий работы персонала.

Оптимальные параметры конструкции п.д.н., включающие в себя внешние размеры полиэтиленового замедлителя, внешние размеры и толщину свинцового конвертера, а также площадь перфорации кадмиевого фильтра, выбирались из условия минимального разброса градуировочных коэффициентов c_i^* для спектров со средними энергиями надкадмиевых нейтронов 0.1-60 МэВ. Результаты расчета градуировочных коэффициентов для описанной выше конструкции п.д.н. с функцией чувствительности $R_c(E)$ (рис. 2) приведены на рис. 3 в зависимости от средней энергии



Рис. 3. Градуировочные коэффициенты д.э.д. (1) и п.д.н. (2) в зависимости от средней энергии спектра нейтронов: светлые точки – расчетные значения, сплошные и штриховые линии – средние величины с коридором неопределенностей; черные точки — экспериментальные значения c_i^* в опорных полях ОП-2017.

спектра. Там же показаны рассчитанные в настоящей работе значения c_i^* для д.э.д.

Результаты для средней энергии >5 МэВ соответствуют высокоэнергетическим спектрам за защитой ускорителей, остальные данные – низкоэнергетические спектры. Среднее значение \overline{c}^* для д.э.д. в низкоэнергетических спектрах равно 0.53, разброс относительно среднего составляет $\pm 15\%$ ($\sigma = 7.5\%$). В высокоэнергетических полях нейтронов значения с^{*} систематически возрастают с ростом средней энергии спектра нейтронов, так как дозовая чувствительность д.э.д. падает. Среднее значение \overline{c}^* для п.д.н. равно 0.82 с разбросом $\pm 10\%$ во всем диапазоне энергий. Уменьшение разброса чувствительности п.д.н. по сравнению с д.э.д. для низкоэнергетических спектров достигается за счет применения кадмиевого фильтра, а для высокоэнергетических – благодаря свинцовому конвертеру.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ П.Д.Н. И Д.Э.Д. В ОПОРНЫХ ПОЛЯХ НЕЙТРОНОВ ОП-2017 И АНИЗОТРОПИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ П.Д.Н.

Для проверки расчетных данных, приведенных на рис. 3, была измерена чувствительность п.д.н. и д.э.д. в опорных полях нейтронов ОП-2017 ИФВЭ [11] на основе радионуклидного источника ²³⁹Ри-Ве. Источник размещали со стороны боковой поверхности п.д.н., слайд – перпендикулярно пучку, а детекторы – перед никелевой

МАМАЕВ и др.

Таблица 1. Экспериментальные значения градуировочных коэффициентов с	$_{i}^{*} = H_{i}^{*}(10)/H_{ci}$ для д.э.д. и п.д.н.
при условиях стандартного облучения в опорных полях нейтронов ОП-2017 [1	1] на основе радионуклидного ис-
точника ²³⁹ Ри–Ве	

Описание	\overline{F} MaB	c_i^*		
Chindunite	E, WI3D	Д.э.д.	П.д.н.	
Источник ²³⁹ Ри-Ве без защиты	3.47	0.52 ± 0.05	0.85 ± 0.09	
Источник в установке УКПН-1М	3.36	0.51 ± 0.04	$\textbf{0.83} \pm \textbf{0.07}$	
Источник в установке УКПН-1М с тепловой насадкой	1.75	0.51 ± 0.05	0.79 ± 0.08	
Источник за поглощающим конусом ¹ на расстоянии 1.5 м	0.99	0.46 ± 0.05	0.79 ± 0.09	

¹усеченный конус из борированного полиэтилена (5% ест. бора) длиной 500 мм и с диаметрами оснований 85 и 210 мм по ГОСТ 8.521-84, предназначенный для полного поглощения прямых нейтронов из источника и измерения вклада рассеянного излучения

подложкой термолюминесцентных детекторов (стандартное облучение). Расстояние между центрами источника и детектора составляло 1 м во всех случаях, кроме поля № 4. Результаты измерений представлены на рис. 3 и в табл. 1 в виде градуировочных коэффициентов $c_i^* = = H_i^*(10)/H_{ci}$. Значения мощности амбиентного эквивалента дозы взяты по данным работы [11], полученным с помощью спектрометра Боннера, градуированного в поле № 2.

В качестве погрешностей результатов приводятся среднеквадратичные отклонения значений c_i^* , которые рассчитывались с учетом основной погрешности измерений H_{ci} на АКИДК-301 ($\sigma = 7.5\%$) и погрешностей амбиентного эквивалента дозы $H_i^*(10)$. Последняя составляла 5% в поле № 2 по данным поверки [12], в остальных полях – от 6.9% до 7.8% по результатам измерений спектрометром Боннера [11].

Экспериментальные данные для д.э.д. и п.д.н. находятся в пределах коридоров расчетных значений для разных спектров. Результаты измерений c^* в градуировочном поле УКПН-1М (№ 2) близки к средним расчетным величинам. Полученные экспериментальные значения ($c^*_{\text{дэд}} = 0.51$ и $c^*_{\text{пдн}} = 0.83$) использовались далее в расчетах амбиентного эквивалента дозы нейтронов по показаниям д.э.д. и п.д.н. за защитой ускорителя: $H^*(10) = c^*H_c$.

В поле УКПН-1М была проверена также анизотропия дозовой чувствительности п.д.н. при облучении в различных положениях относительно стандартного. Выполнено: 1) облучение сбоку, слайд расположен перпендикулярно пучку с детекторами за никелевой подложкой; 2) облучение сбоку, слайд расположен параллельно пучку. Кроме экспозиций со стороны боковой поверхности п.д.н., проведены также облучения: 3) сверху и 4) снизу. В этих случаях ориентация слайда не имеет значения из-за аксиальной симметрии. Результаты измерений приведены в табл. 2. Результаты, полученные в первых трех положениях, согласуются с данными для стандартного положения в пределах 1%. При облучении снизу дозовая чувствительность на 7% ниже. Это отклонение находится, однако, в пределах погрешности измерений.

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ П.Д.Н. И Д.Э.Д. ЗА ЗАЩИТОЙ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ У-70

Сравнительные измерения с помощью п.д.н. и д.э.д. проводились, как правило, при одновременном облучении дозиметров на подставках высотой 1 м на расстояниях ~0.5 м друг от друга и ~1 м от ближайшего ралиационного монитора, находившегося на полу. Последний представляет собой стационарный детектор нейтронов автоматизированной системы радиационного контроля ИФВЭ. Измерения проводились в экспериментальном зале 1БВ. Расположение точек измерения показано на рис. 4. Точки измерения были разделены на три группы: 1) верхняя защита; 2) боковая защита; 3) временный радиобиологический стенд. Полученные значения амбиентного эквивалента дозы нейтронов $H^{*}(10)$ по показаниям д.э.д. и п.д.н. приведены в табл. 3. В последней колонке таблицы представлены отношения значений $H^*(10)$, измеренных двумя дозиметрами. Эти отношения служат характеристикой жесткости спектра нейтронов, которая обсуждается ниже.

Точка PM-58 за верхней защитой представляет для нас особый интерес, так как при работе внутренних бериллиевых мишеней 24 и 27 кольцевого зала У-70 она является мощным источником высокоэнергетических нейтронов со стабильными характеристиками. В этой точке были проведены два сравнительных измерения д.э.д. и п.д.н.: а) при одновременном облучении и б) при раздельном облучении с мониторированием по показаниям радиационного монитора. Полученные значения жесткости спектра практически одинаковы

Условия облучения	Схема относительного расположения источника (*) и слайда в п.д.н.	r_i^*/r_0^*
Стандартное облучение	* (\$	
Облучение сбоку, детекторы за подложкой	* \$	1.01
Облучение сбоку, слайд параллельно пучку	*	0.99
Облучение сверху	*	0.99
Облучение снизу	*	0.93

Таблица 2. Дозовая чувствительность п.д.н. $r_i^* = H_{ci}/H_i^*(10)$ при облучении в поле УКПН-1М при различных положениях относительно стандартного (облучение сбоку, детекторы перед подложкой)

в обоих случаях, среднее значение равно $\eta = H_{\text{пдн}}^* / H_{\text{дэд}}^* = 1.52.$

В работе [1] вблизи точки РМ-58 в тех же условиях работающих мишеней 24 и 27 измерен спектр нейтронов с помощью индиевого спектрометра Боннера и углеродного активационного детектора и рассмотрены перспективы использования этого поля в качестве высокоэнергетического опорного поля нейтронного излучения. Согласно полученным из спектра данным, вклад высокоэнергетических нейтронов с E > 20 МэВ в амбиентный эквивалент дозы нейтронов составляет более половины (56%). Рассчитанное по спектру отношение амбиентных доз по показаниям рас-



Рис. 4. Схема размещения стационарных радиационных мониторов (номера радиационных мониторов указаны в кружках) вблизи точек измерения п.д.н. и д.э.д. в экспериментальном зале 1БВ. Справа показано расположение мишеней 24 и 27.

Условия	Тошио	Источник нейтронов или	<i>H</i> *(10), мЗв		$n = \frac{H_{\Pi Д H}^*}{H_{\Pi J H}}$
измерений		расположение точки измерения	д.э.д.	п.д.н.	$H^*_{\text{дэд}}$
Верхняя защита	PM-58	а) Мишени 24+27	10.2	15.6	1.53
		б) Мишени 24+27	4.63	6.97	1.51
		в) Мишень 27	4.33	5.98	1.38
	PM-57	Мишени 24+27	1.41	2.27	1.61
		Мишень 27	1.95	2.79	1.43
	PM-42	Верхняя защита 8-го канала	0.449	0.742	1.65
Боковая защита РМ РМ РМ	PM-1	Вход в кольцевой зал ускорителя	0.963	0.8	0.83
	PM-68	Вблизи домика 26	0.334	0.375	1.12
	PM-66	Переход через 2-й канал	0.617	0.83	1.35
Временный РМ радиобиологиче- ский стенд РМ	РМ-6 30° к пучку	Водный фантом, облучаемый ионами ¹² С 450 МэВ/нуклон	3.54	7.26	2.05
	PM-6 90° к пучку	То же	2.03	2.74	1.35

Таблица 3. Результаты сравнительных измерений амбиентного эквивалента дозы нейтронов дозиметрами д.э.д. и п.д.н. в экспериментальном зале 1БВ протонного синхротрона У-70

Примечание. $H^*_{\text{дэд}} = 0.51 H_c$, $H^*_{\text{пдн}} = 0.83 H_c$.

сматриваемых дозиметров равно $\eta = 1.54$, что близко к результатам измерений (см. табл. 3).

В той же точке PM-58 проведены измерения при одной работающей мишени 27. В этом случае параметр жесткости спектра нейтронов снижен до 1.38. Возможным объяснением может быть то, что мишень 27 находится значительно ближе к PM-58, чем мишень 24. Угол между пучком протонов и направлением от мишени 27 к точке измерения при этом гораздо больше, чем в случае мишени 24. Наиболее жесткий компонент излучения имеет выраженную направленность под малыми углами к пучку, что может обусловливать более жесткий спектр нейтронов от мишени 24 по сравнению с мишенью 27.

Отношение доз $H_{\Pi ДH}^* / H_{\Pi JH}^*$ в точке PM-57 при работе внутренних мишеней 24 и 27 равно 1.61, что несколько больше соответствующей величины для точки PM-58. В случае одной работающей мишени 27 жесткость спектра также немного больше, чем в точке PM-58 при тех же условиях. Это можно объяснить тем, что расстояние от мишени 27 до PM-57 на 22 м больше, чем до PM-58, в связи с чем углы между пучком протонов и направлениями от мишеней в точке PM-57 меньше, чем в точке PM-58. Наиболее жесткий спектр с параметром $\eta = 1.65$ за верхней защитой наблюдается в точке PM-42 в начале канала № 8.

Самый мягкий спектр нейтронов формируется в точке PM-1 вблизи входа в кольцевой зал ускорителя, представляющего собой транспортный лабиринт, генерирующий спектр многократно рассеянных нейтронов с большим вкладом тепловых нейтронов. В этой точке п.д.н., по-видимому, занижает амбиентную дозу нейтронов. В точке PM-68 с противоположной от PM-1 стороны боковой защиты дозы по показаниям двух дозиметров близки друг к другу, что свидетельствует о малом вкладе высокоэнергетических нейтронов. Более жесткий спектр в точке PM-66 с параметром $\eta = 1.35$ объясняется, по нашему мнению, тем, что эта точка находится над открытым каналом № 2, через который от мишеней проникают высокоэнергетические частицы.

Временный радиобиологический стенд создан для изучения биологического действия ионов углерода. Измерения с помощью д.э.д. и п.д.н. проводились под двумя углами к пучку при облучении водного фантома полного поглощения ядрами углерода с энергией 450 МэВ/нуклон. Под углом 30° наблюдается максимальное значение параметра жесткости спектра: $\eta = 2.05$. Спектр нейтронов под углом 90° значительно мягче, о чем свидетельствует величина параметра $\eta = 1.35$. Нужно отметить, что условия облучения на стенде отличались от других точек отсутствием биологической защиты между источником нейтронов и точкой измерения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Пассивный дозиметр нейтронов для высокоэнергетических ускорителей разработан на основе оптимизационных расчетов энергетической зависимости чувствительности дозиметра и его чувствительности в полях нейтронов с протяженными спектрами. Расчетные данные для п.д.н. даны в сравнении с аналогичными результатами для низкоэнергетического пассивного д.э.д. нейтронов.

Измерения в опорных полях нейтронов ОП-2017 показали удовлетворительное согласие с расчетными результатами. Установлены значения градуировочных коэффициентов для п.д.н. и д.э.д., которые использовались далее для определения амбиентного эквивалента дозы нейтронов по показаниям дозиметров. Сравнительные экспериментальные исследования дозиметров проводились за верхней и боковой защитами протонного синхротрона У-70 ИФВЭ, а также на временном радиобиологическом стенде.

Диапазон параметра жесткости спектра нейтронов $\eta = H_{\Pi,\Pi H}^* / H_{\Pi,\Pi}^*$ составил 0.83–1.35 за боковой защитой, 1.38–1.65 за верхней защитой и 1.35–2.05 на временном радиобиологическом стенде. Полученные результаты позволяют сделать практические выводы относительно условий использования п.д.н. и д.э.д. за защитой У-70. Пассивный дозиметр нейтронов необходимо применять при измерениях за верхней защитой и в зонах каналов вывода вторичных частиц за боковой защитой. В условиях мягких спектров за боковой защитой низкоэнергетический д.э.д. дает адекватную оценку амбиентного эквивалента дозы нейтронов.

Кроме У-70, п.д.н. и д.э.д. предполагается использовать также для мониторирования полей излучения циклотрона С-70 строящегося Радиоизотопного центра ядерной медицины [13].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии от 27.06.2019 г. № 075.15.2019.1393, идентификатор соглашения RFMEFI60717X0193.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Крупный Г.И., Пелешко В.Н., Расцветалов Я.Н., Савицкая Е.Н., Санников А.В. // Атомная энергия. 2009. Т. 107. № 3. С. 159.
- Birattari C., Ferrari A., Nuccetelli C., Pelliccioni M., Silari M. // Nucl. Instr. and Methods. 1990. V. A297. P. 250. https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)91373-J
- 3. Санников А.В., Пелешко В.Н., Савицкая Е.Н., Друга-
- ченок С.А., Сухарев М.М., Сухих С.Э. Препринт ИФВЭ 2008-1. Протвино, 2008.
- 4. Санников А.В., Лебедев В.Н., Кустарев В.Н., Савицкая Е.Н., Спиров Е.Г. // АНРИ. 2005. № 3. С. 50.
- 5. Комплекс автоматизированный индивидуального дозиметрического контроля АКИДК-301. Руководство по эксплуатации. Ангарск, 2001.
- Savitskaya E.N., Sannikov A.V. // Atomic Energy. 2017. V. 122. P. 51. https://doi.org/10.1007/s10512-017-0235-v
- Sannikov A.V., Savitskaya E.N. // Nucl. Instrum. and Methods. Phys. Res. 2000. V. A450. P. 127. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00795-0
- Пелешко В.Н., Савицкая Е.Н., Санников А.В. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 24. https://doi.org/10.7868/S0032816215040084
- 9. ICRP Publication 74. Ann. ICRP 26. Oxford: Pergamon Press, 1996.
- Sannikov A.V., Savitskaya E.N. // Radiat. Prot. Dosim. 1997. V. 70. P. 383. https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a031982
- Пелешко В.Н., Савицкая Е.Н., Санников А.В., Сухарев М.М., Музоверов А.Г. // Атомная энергия. 2019. Т. 126. № 5. С. 275.
- Свидетельство о поверке № 4.410-3002-16 "Установка поверочная нейтронного излучения УКПН-1М". ФГУП ВНИИФТРИ. 23.12.2016 г.
- Радиоизотопный центр ядерной медицины. Проектная документация 05-04/17-П-Ц70. ЗАО НПО "Спецпроект", СПб., 2017.

— ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА —

УДК 539.107.422

ТОЛСТЫЙ ГАЗОВЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ

© 2020 г. В. И. Разин*

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

*e-mail: razin@inr.ru Поступила в редакцию 07.11.2019 г. После доработки 07.11.2019 г. Принята к публикации 10.11.2019 г.

Представлены результаты исследования характеристик толстого газового электронного умножителя на основе стеклотекстолитовой пластины с двухсторонним медным покрытием толщиной 0.8-2.0 мм, в которой высверлены с шагом 1.5 мм отверстия диаметром 1 мм. Газовое наполнение умножителя – смесь Ar + 5% изобутана. Энергетическое разрешение для линии ⁵⁵Fe составляет 21%, пространственное разрешение 0.7 мм, временное разрешение лучше 10 нс, стабильная работа обеспечивается до интенсивности облучения ~ 10^5 мм⁻².

DOI: 10.31857/S0032816220020172

введение

Газовый электронный умножитель (Gas Electron Multiplier – GEM) был изобретен Φ . Саули в Центре европейских ядерных исследований в 1966 г. [1] и является представителем класса микростриповых детекторов, т.е. беспроволочной структурой. В GEM исключены или сведены к минимуму поверхностные токи утечки благодаря тому, что размножение электронов происходит в небольших отверстиях. Такое решение позволило в значительной степени преодолеть основной недостаток всех газовых детекторов, а именно исключить влияние объемного положительного заряда, особенно проявляющегося при больших коэффициентах газового усиления. Такой симбиоз из лучших качеств проволочных координатных детекторов, микростриповых газовых камер и микроканальных пластин позволил существенно улучшить загрузочные способности газовых детекторов, их временные и пространственные разрешения, а также обеспечить гибкость и простоту конструкций. Следует принять во внимание и такой положительный фактор, как отсутствие в газовом обеспечении фреоновых и взрывоопасных добавок, что становится серьезным достоинством GEM в области эксплуатации газовых детекторов с точки зрения экологии.

Одно из главных преимуществ классического GEM есть превосходное пространственное разрешение [2], которое является следствием небольшого размера отверстий и небольшого шага между ними. Однако в некоторых приложениях, таких как детектор черенковского кольцевого изображения (RICH) и двухфазные временные проекционные камеры на сжиженных инертных газах, достаточно пространственного разрешения, равного долям миллиметра. Для этих целей была разработана более простая версия GEM – толстый газовый электронный умножитель (Thick Gas Electron Multiplier – TGEM) [3].

Конструкция TGEM схожа с конструкцией детектора на микроканальных пластинах. В обычной печатной плате, металлизированной с обеих сторон и имеющей толщину 0.4-2.0 мм, сверлятся отверстия на обычном оборудовании. Типичный размер диаметра отверстия выбирается равным толщине платы, а шаг между отверстиями составляет, как правило, около двух диаметров отверстия. Детектор такого типа может быть изготовлен размером более чем 0.5×0.5 м. Другое преимущество TGEM заключается в том, что он является самоподдерживающейся структурой и не требует специального оборудования для растяжки и натяжения пластин при производстве GEM или TGEM больших площадей.

КОНСТРУКЦИЯ ТGEM

Подробное описание элементов GEM, TGEM и детекторов, разработанных на их основе для экспериментов в различных исследованиях, дано в работе [4]. Ниже на основе результатов этой работы, относящихся к конструкции TGEM, показан наиболее простой и доступный способ производства в обычных лабораторных условиях беспроволочного координатного газового детектора [5].



Рис. 1. Геометрия электрода ТGEM. Размеры даны в миллиметрах.

В стандартном исполнении TGEM, так же как и GEM, представляет собой фольгированную с двух сторон стеклотекстолитовую пластину с множеством отверстий (рис. 1). Отверстия имеют форму двойного конуса и расположены в виде гексагональной матрицы. Их шаг составляет 1.5 мм, а диаметр 1.0 мм (1.2 мм с фаской по металлу).

При подаче разности потенциалов между металлическими поверхностями электродов в отверстиях формируется сильное электрическое поле напряженностью от 10 до 40 кВ/см, достаточное для инициирования электронного размножения.

Первичные электроны, образованные, например, α-излучением в газовом промежутке над верхним электродом TGEM (рис. 2), дрейфуют вдоль силовых линий и фокусируются в отверстия, в которых под действием сильного электрического поля происходит таундсендовское лавинное размножение электронов (рис. 3). Таким образом, каждое отверстие представляет собой как бы независимый пропорциональный счетчик. При этом электроны лавины могут выйти из отверстия в газовый промежуток для дальнейшего размножения в последующем каскаде умножителя.

Основным преимуществом такого прибора является отсутствие влияния объемного заряда положительных ионов, который быстро рассасывается в пределах длины отверстия и не принимает участия в формировании сигнала. Благодаря этому факту в электронике не происходит пробоев при считывании сигнала с сигнального электрода, разделенного с усилительным участком индукционным промежутком. При этом поперечный размер наведенного на считывающем электроде сигнала является достаточно большим, что позволяет улучшить пространственное разреше-



Рис. 2. Конструкция ТGEM. *1* – дрейфовый электрод; *2* – TGEM; *3* – коллектор; *4* – α-источник.

ние с помощью метода нахождения центра тяжести наведенного заряда.

На рис. 4 приведены в сравнении максимально достижимые коэффициенты газового усиления для различных дырочных устройств: GEM, стеклянных капиллярных плат (CP) и TGEM (CP G10), взятые из работы [6], при различных видах облучения (рентгеновские лучи, γ -лучи, α -частицы). Газовая смесь состояла из Ar + 20%CO₂ в случае GEM, Ar + 5%CH₄ в случае стеклянных капиллярных плат и Ar + 5% изобутана в случае TGEM. Потоки частиц и квантов при этих испытаниях имели следующую интенсивность: γ -лучи –



Рис. 3. Карта электрического поля, рассчитанная для одного из отверстий TGEM.



Рис. 4. Максимально достижимые газовые усиления в зависимости от напряжения: 1-3 - для GEM при облучении γ -лучами (I), рентгеновскими лучами (2) и α -частицами + рентгеновскими лучами (3); 4, 5 - для стеклянных капиллярных пластин (CP) при облучении рентгеновскими лучами (4) и α -частицами (5); 6, 7 - для толстых газовых электронных умножителей (TGEM или CP G10) при облучении рентгеновскими лучами (7).

 10^9 мм⁻², рентгеновские лучи — 10^5 мм⁻², α -частицы — 100 мм⁻².

Достигнутые коэффициенты газового усиления для TGEM примерно в 10 раз выше, чем для GEM. Этот эффект можно объяснить тем, что влияние положительного объемного заряда на процесс размножения электронов в усилительной области уменьшается из-за увеличения порога Ретера [7], что имеет место при увеличении толщины усилительного зазора, когда плотность критического заряда, при которой формируется стример, также возрастает.

TGEM может иметь более высокий коэффициент газового усиления, если подвергнуть края отверстий химическому травлению или сделать их коническими, как это показано в работе [8].

Другими модификациями толстого газового электронного умножителя являются металлические и проволочные резистивные TGEM, а также TGEM со стриповыми считывающими электродами. В этих устройствах увеличены максимальные значения коэффициента газового усиления и повышена их надежность с точки зрения искрообразования.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Энергетическое, пространственное и временное разрешения исследовались в разных работах. На рис. 5 из работы [9] показан спектр амплитуд импульсов ⁵⁵Fe, записанный в двойном TGEM. Как видно, энергетическое разрешение составля-



Рис. 5. Энергетическое разрешение TGEM, измеренное с ⁵⁵Fe-источником.

ет 21%, что характерно для газовых позиционночувствительных детекторов такого класса. На рис. 6 приведены результаты оценки пространственного разрешения [9], которое составило 0.7 мм FWHM. Этот результат в 5 раз хуже, чем в случае GEM, что объясняется существенно большим шагом между отверстиями в TGEM. Отсюда следует вывод, что использование TGEM может быть привлекательным в тех приложениях, где требуется умеренное пространственное разрешение и высокое газовое усиление, например в качестве детектора ультрафиолетовых фотонов.

Временное разрешение (рис. 7), измеренное в работе [10] с использованием одиночного TGEM, составило 8 нс при регистрации ультрафиолето-



Рис. 6. Пространственное разрешение TGEM. Сплошная линия – экспериментальные данные, штрихпунктирная – расчетные.



Рис. 7. Временное разрешение TGEM как функция числа фотоэлектронов.

вых фотонов, такие же результаты (7–8 нс) были получены с заряженными частицами.

Нестабильность коэффициента газового усиления во времени [4] не обнаружена вплоть до величины 10^5 мm^{-2} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что толстые GEM (TGEM) имеют достаточно высокий коэффициент газового усиления и в сочетании с соответствующими преобразователями излучения могут найти широкое применение для детектирования черенковского света, нейтронов, рентгеновского излучения, заряженных частиц и т.д. Одно из возможных применений TGEM рассматривается в проектах по поиску темной материи и нейтринных экспериментах.

Серьезным достоинством TGEM является отсутствие в газовом обеспечении фреоновых и взрывоопасных добавок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Sauli F.* //Nucl. Instrum. and Methods. 1997. V. A386. P. 531.
- Peskov V., Cortesi M., Chechic M., Breskin A. // JINST. 2010. V. 5. P11004. https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/11/P11004
- 3. Бузулуцков А.Ф. // ПТЭ. 2007. № 3. С. 5.
- Periale L., Peskov V., Carlson P., Francke T., Pavlopolous P., Picchi P., Pictropaolo F. // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. V. A478. P. 377. doi (01)01779-X https://doi.org/10.1016/S0168-9002
- 5. *Разин В.И., Марин В.Н., Овчинников Б.М., Решетин А.И.* Препринт ИЯИ РАН 1227/2009. М., 2009.
- Ostling J., Brahme V., Danielson M., Fonte P., Francke T., Iacobaeus C., Peskov V. // IEEE Trans. on Nucl. Scie. 2003. V. 50. Issue 4. P. 809. https://doi.org/10.1109/TNS.2003.814562
- 7. *Raether H.* Electron avalanches and breakdown in gases. Butterworts, London, 1964.
- Shalem C., Chechic R., Breskin A., Michaeli K. // Nucl. Instrum. and Methods. 2006. V. A558. Issue 2. P. 475. https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.12.241
- 9. Cortesi M., Alon R., Chechik R., Breshkin A., Vartsky D., Dangendorf V. // JINST. 2007. V. 2. P. 09002.
- 10. Breskin A. CERN Internal Report, 2008.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2020, № 2, с. 32–51

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 539.1.075

МОДУЛЬ АНАЛОГО-ЦИФРОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С ОЦИФРОВКОЙ ФОРМЫ СИГНАЛА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ВЕС

© 2020 г. Е.В.Волков^{а, b}, Д. Р. Еремеев^а, А.В. Ивашин^{а,*}, В.В. Календарёв^{а, c},

В. Д. Матвеев^{*a*}, М. О. Михасенко^{*a,d*}, В. П. Сугоняев^{*a*}, Ю. А. Хохлов^{*a,e*}, А. А. Шумаков^{*a*}

^а Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт"

Россия, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1

^b ООО "Базовые технологии"

Россия, 125124, Москва, 3-я ул. Ямского поля, 2, корп. 7

^с АО "Рентгенпром"

Россия, 142281, Протвино Московской обл., ул. Ленина, 35

^d CERN, European Organization for Nuclear Research,

Geneva, Switzerland

^е Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) Россия, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

> *e-mail: Anton. Ivashin@ihep.ru Поступила в редакцию 11.09.2019 г. После доработки 11.09.2019 г. Принята к публикации 13.10.2019 г.

Представлены разработанный для эксперимента ВЕС на ускорительном комплексе У-70 32-канальный 12-битный модуль аналого-цифрового преобразования ADC-32ATC с оцифровкой формы сигнала с частотой 40 МГц, согласующие формирователи входных сигналов для него, методы измерений и их обработки. Описан опыт применения модуля в эксперименте ВЕС. Модуль предназначен для регистрации одиночных импульсов с фиксированной формой или линейной комбинации небольшого числа таких импульсов с положительными коэффициентами и может применяться для калориметров, черенковских и сцинтилляционных счетчиков в физике высоких энергий в экспериментах с фиксированной мишенью.

DOI: 10.31857/S0032816220020081

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработанный для эксперимента ВЕС 12-битный 32-канальный модуль амплитудно-цифрового преобразования ADC-32ATC [1, 2] с частотой оцифровки 40 МГц предназначен для регистрации импульсов с постоянной формой с характерной шириной несколько десятков наносекунд или линейной комбинации небольшого числа таких импульсов с положительными коэффициентами. Модуль представляет собой аналого-цифровой преобразователь (а.ц.п.)¹ выборочного типа (в.а.ц.п., SADC – Sampling ADC), т.е. выполняет оцифровку мгновенного значения напряжения входного сигнала в нескольких точках по времени. Оцифрованные значения будут в дальнейшем называться выборками. Особенностью модуля является использование достаточно малого числа

выборок (до 16) на канал в одном событии с целью повысить число принимаемых событий в единицу времени.

Хорошо известно, что теорема Котельникова является достаточным, а не необходимым условием для возможности восстановления сигнала по дискретному набору выборок. Если, например, априори известно, что сигнал имеет фиксированную треугольную форму:

$$f(t) = \begin{cases} a(1-|t-t_0|), & |t-t_0| \le 1\\ 0, & |t-t_0| > 1 \end{cases},$$

где a, t_0 — некоторые неизвестные числа, подлежащие определению, то легко проверить, что амплитуда и время прихода сигнала могут быть найдены по следующим формулам с использованием только выборок сигнала f(k) при целочисленных k:

$$a = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f(k), \quad t_0 = \frac{1}{a} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} k f(k),$$

¹ Использованные в статье сокращения и обозначения приведены также в Приложении.

в то время как указанный импульс, как и любой другой финитный по времени импульс, очевидно не является финитным в частотной области, как того требует теорема Котельникова. При этом любой сигнал имеет не более двух выборок с ненулевой амплитудой.

Подход к обработке сигналов, основанный на оцифровке импульсов постоянной формы с малым числом выборок (не более, скажем, 20), широко использовался, например, в пучковых испытаниях калориметров эксперимента ATLAS [3, 4]. Ясно, что в реальности форма импульсов никогда не бывает в точности постоянной, тем не менее, во многих ситуациях такого приближения достаточно. В частности, в данной работе экспериментально продемонстрирована работоспособность такого подхода для электромагнитного калориметра (э.м.к.) [5] эксперимента BEC.

Целью разработки было создание относительно недорогого, удобного в эксплуатации универсального модуля, который мог бы применяться с различными детекторами BEC с фотоэлектронными умножителями: электромагнитным калориметром, черенковским и сцинтилляционным счетчиками.

Модуль является самодостаточным устройством (т.е. не требующим для своей работы магистрально-модульной системы) с единственным питанием +12 В, встроенной буферной памятью объемом 64 Мбайт, минимумом внешних сигналов, использует стандартный интерфейс Gigabit Ethernet 1000BASE-T для подключения к системе сбора данных (с.с.д.). Для запуска регистрации сигналов применяется асинхронный триггер в виде одиночного импульса, фронт которого привязан по времени к времени пролета пучковой частицы.

Одной из ключевых особенностей модуля по сравнению с применяющимися в данный момент в эксперименте BEC интегрирующими а.ц.п. (и.а.ц.п.) [6] является оцифровка в конвейерном режиме с использованием не синхронизованного с триггером внутреннего тактового сигнала, что позволяет организовать регулируемую в процессе работы цифровую задержку входных сигналов и избавиться от массивных аналоговых кабельных задержек, характерных для интегрирующих а.ц.п.

На момент публикации этой статьи стоимость модуля (без учета усилителей-формирователей входных сигналов) при изготовлении в России от 50 штук (комплектация, печатные платы, автоматизированный монтаж) составляет около \$27/канал.

Аналогом модуля ADC-32ATC с точки зрения использованной элементной базы можно считать модуль DT5740 [7] производства CAEN. Отличительными особенностями ADC-32ATC являются: возможность измерения фазы триггера с субнаносекундной точностью и поддержка режимов с чередованием $\times 2$ и $\times 4$ (подробнее это будет рассмотрено в разделе 3); использование интерфейса Gigabit Ethernet в качестве основного вместо USB2.0 или проприетарного Optical Link, что позволяет строить разветвленные сети из сотен модулей с характерным пространственным размером до нескольких сотен метров с применением дешевого коммерчески доступного коммутационного оборудования; возможность удаленной загрузки необходимого программного обеспечения (п.о.) и прошивки программируемой логической интегральной схемы (п.л.и.с.) по сети при подаче питания, что существенно облегчает эксплуатацию в условиях экспериментальной установки, когда п.о. модифицируется исходя из текущих требований.

Модуль предназначается для установки в том числе вблизи детекторов и не подвергался специальным испытаниям на радиационную стойкость. Потенциально слабым местом является использование операционной системы Linux на микроконтроллере (MK) модуля с большим объемом исполняемого кода в динамической памяти, что приводит к повышенной вероятности отказа из-за обратимых радиационных повреждений отдельных битов в памяти.

В эксперименте ВЕС уже несколько лет успешно эксплуатируется система накамерной электроники для трековых детекторов на основе около 80 модулей TDC-48DT и TDC-32MWC [8], построенная по похожей идеологии. С другой стороны, испытания² в эксперименте СПИН в горячей зоне ускорителя У-70 модуля TDC-32MWC показали его непригодность (среднее время до зависания операционной системы составляло порядка 1 ч). Поэтому следует ожидать, что модуль ADC-32ATC должен быть пригоден к массовой эксплуатации прямо на детекторах экспериментальной установки в экспериментах с пучками легких частиц интенсивностью < 10^7 частиц за цикл ускорителя и заведомо непригоден при интенсивностях

пучка ~10¹² частиц за цикл ускорителя.

По сравнению с TDC-48DT/TDC-32MWC модуль ADC-32ATC использует для *МК* память с коррекцией ошибок (ECC – Error Correcting Code), что повышает его устойчивость к воздействию заряженных частиц.

Система сбора данных эксперимента ВЕС описана в [9].

2. ОПИСАНИЕ И СТРУКТУРА МОДУЛЯ ADC-32ATC

Модуль предназначен для регистрации импульсных сигналов с детекторов частиц в двухтактном цикле, определяемом работой ускорите-

² Семак А.А. Частное сообщение.



Рис. 1. Временная диаграмма работы модуля ADC-32ATC. Типичная длительность сигнала *Gate* в экспериментах на ускорителе У-70 составляет 2–3 с, период повторения *Gate* около 10 с, мертвое время модуля $T_{dead} - 2.0 - 2.5$ мкс.

ля (см. рис. 1). В 1-м такте цикла, названном нами СБРОС³, происходит вывод частиц из ускорителя на установку. При этом модуль по каждому внешнему триггерному сигналу *Start* осуществляет запись в буферную память порции последовательных по времени выборок с каждого канала а.ц.п. из некоторого временного окна, привязанного к фронту сигнала *Start*.

Во 2-м такте, во время подготовки ускорителя к следующему такту СБРОС, буферизованные в течение 1-го такта данные передаются в компьютер с.с.д. Такт СБРОС'а задается активным уровнем сигнала *Gate*. Для ускорителя У-70 длительность цикла составляет около 10 с, длительность СБРОС'а около 2–3 с. Описываемый в данной статье модуль не предназначен для участия в выработке триггера. Оба сигнала *Gate* и *Start* поступают на модуль извне и генерируются отдельной подсистемой установки. Фронт *Start* синхронизирован с приходом пучковой частицы.

Каждый экземпляр модуля имеет собственный автономный кварцевый генератор для тактирования микросхем а.ц.п. Тем не менее, на случай будущих модификаций в модуле имеется вход CLK_EXT, предназначенный для подачи внешнего тактового сигнала.

Блок-схема модуля представлена на рис. 2.

Для снижения тока во внешних цепях питания экспериментальной установки модуль питается от единственного источника питания с относительно высоким напряжением +12 В. Необходимые другие напряжения питания вырабатываются внутри модуля преимущественно с использованием импульсных преобразователей.

Для оцифровки сигналов используются 8-канальные 12-битные конвейерные а.ц.п. AD9222 [10] с последовательным выходом с частотой от 40 до 65 МГц. В данной статье частота оцифровки выбрана равной 40 МГц. Сопряжение источников сигналов с дифференциальными входами а.ц.п. выполняется с помощью отдельного модуля усилителя-формирователя (у.ф.), присоединяемого через соответствующий разъем. Сборка у.ф. + в.а.ц.п. по размерам совместима с каркасом "Евромеханики 6U", но может использоваться и без него. Через разъем формирователя поступает также мощное питание ± 5 В, 3 А для собственно усилителей-формирователей, слаботочное питание +3.3 В и +1.8 В для вспомогательных целей и несколько цифровых управляющих сигналов, которые могут быть использованы для программирования режимов работы формирователя.

Для выработки тактовых сигналов а.ц.п. используется программируемый формирователь частот на основе фазовой автоподстройки частоты ($\Phi A\Pi Y$) AD9516-0 [11] с опорным кварцевым генератором. Формирователь позволяет независимо управлять частотой и сдвигом фазы для каждой из 4 микросхем а.ц.п. Для отладочных целей путем перепайки перемычек также возможно тактирование а.ц.п. непосредственно от кварцевого генератора через простой разветвитель ADCLK846.

Прием данных с а.ц.п. и их обработка и буферизация выполняются с использованием п.л.и.с. Altera/Intel Cyclone III EP3C40F484C6N [12], в качестве буферной памяти п.л.и.с. используется DDR SDRAM объемом 64 Мбайт. Общее управление модулем и передачу данных из буферной памяти в с.с.д. осуществляет микроконтроллер Freescale/NXP MPC8308 [13] с операционной системой Linux.

Основным интерфейсом для подключения к с.с.д. является Gigabit Ethernet 1000BASE-Т. Для целей отладки без использования *MK* реализован отдельный интерфейс USB2.0 с контроллером Cypress CY7C68001 [14], он может быть использован для параллельной разработки прошивки п.л.и.с. и п.о. для *MK*.

³ СБРОС, в отличие, например, от "сброса" в цифровых схемах, здесь используется для обозначения этого такта или ассоциированной с ним порции зарегистрированных данных.



Рис. 2. Блок-схема модуля ADC-32ATC.

Применение микросхем а.ц.п. с последовательным выходом позволило снизить число слоев в печатной плате. Модуль выполнен на 6-слойной плате размером 233.3 × 162 мм со сквозными переходными отверстиями. Потребляемая мощность без учета у.ф. составляет не более 10 Вт.

3. ПРОШИВКА П.Л.И.С.

Блок-схема прошивки п.л.и.с. приведена на рис. 3. Блок приема данных с а.ц.п. работает без остановки в полностью конвейерном режиме с частотой сигнала *CLK_ADC*. Десериализаторы 1:12 тактируются синхронизованной с *CLK_ADC* шестикратной частотой *CLK_DES*. Обе частоты вырабатываются с помощью встроенного в п.л.и.с. блока *ФАПЧ* (PLL – Phase Locked Loop) с использованием сигнала *CLK_FR* с одной из мик-

щий границы 12-битных последовательных посылок). Задержка данных осуществляется с помощью

росхем а.ц.п. (сигнал с выхода FCO, обозначаю-

задержка данных осуществляется с помощью регистров сдвига и ее значение может индивидуально программироваться для каждого канала в диапазоне от 64 до 79 тактов. Фиксированная ее часть реализована на блочной памяти п.л.и.с., программируемая – при помощи сегментированного регистра сдвига на D-триггерах с длиной подключаемых/отключаемых сегментов, равных степеням 2.

Корректор фазового сдвига обеспечивает прием данных от а.ц.п., которые тактируются со сдвигом по фазе, кратным $2\pi/12$ относительно *CLK_FR*. С учетом всех блоков и длины конвейера в самих микросхемах а.ц.п. общая длина кон-



Рис. 3. Блок-схема прошивки п.л.и.с.

вейера на каждом канале от аналогового входа модуля до входа блока отбора данных составляет от 78 до 93 тактов в зависимости от величины запрограммированной задержки.

Асинхронный триггер (*Start*) синхронизируется с частотой *CLK_ADC*, задерживается на счетчике и поступает на блоки отбора данных и формирования события. Диапазон программируемой задержки триггера составляет от 7 до 134 тактов. Одновременно с синхронизацией измеряется также фаза триггера.

Таким образом, модуль может принимать сигналы во временном диапазоне как минимум ± 56 тактов (± 1.4 мкс) относительно триггера с возможностью индивидуальной подстройки каналов по задержке в диапазоне от 0 до 15 тактов (375 нс).

Блок отбора данных после поступления сигнала триггера отбирает N последовательных по времени выборок (число N программируется в диапазоне от 1 до 16) в каждом канале, а также формирует после отбора маску, которая указывает информацию с каких каналов следует записать в событие, а с каких — отбросить. Отбрасывание информации возможно только для всех выборок канала целиком. Реализованы следующие алгоритмы отбора данных:

1) полное выключение любого подмножества выбранных каналов из данных;

 отбрасывание каналов, все отобранные выборки которых меньше заданного порога;

3) отбрасывание каналов, в которых среднее отобранных выборок меньше заданного порога.

Величины порогов и подмножество каналов программируются в процессе работы по каналу управления.

Блок формирования события по сигналу триггера формирует заголовок события, который содержит сигнатуру, временной штамп события от фронта сигнала *Gate* (см. в [9] подробности сборки событий в с.с.д. ВЕС), фазу триггера, размер данных события, маску присутствующих каналов. После заголовка записываются данные от присутствующих каналов в одном из двух возможных режимов: без упаковки — 12-битные выборки помещаются в 16-битные слова, с упаковкой — четыре 12-битные выборки помещаются в


Рис. 4. Фаза триггера.

три 16-битных слова. Режим с упаковкой позволяет поднять верхний предел на число событий за СБРОС, связанный с конечным объемом буферной памяти, а также снизить мертвое время из-за конечной пропускной способности памяти и внутренних трактов блока формирования события. Блок формирования события работает на повышенной частоте 160 МГц.

Во время активного уровня сигнала *Gate* события записываются в буферную память, а между активными уровнями *Gate* выдаются из памяти через интерфейс *MK* или интерфейс с USB-контроллером. Память DDR SDRAM с 16-битной шиной данных работает на эффективной частоте 192 МГц (96 МГц по фронту и спаду).

Размер заголовка события составляет 16 байт, размер буферной памяти 64 Мбайт. В режиме с упаковкой это позволяет принять около 85000 событий при 16 выборках/канал без отбрасывания незначащей информации. В принципе, при необходимости размер буферной памяти может быть увеличен в несколько раз переходом на память DDR2.

Мертвое время модуля T_{dead} , определяющее минимальный временной интервал между двумя последовательными сигналами *Start*, который должна обеспечить триггерная система установ-ки, можно вычислить по формулам:

$$T_{dead} = \max(T_1, T_2^{\max}, T_3^{\max}),$$

$$T_2 = (M + 3.5)t_{adc} + [KM\max(N_0, N - N_0) + 7]t_{sys},$$

$$T_3 = (KMN + 8)t_{sys},$$

где T_1 – задержка триггера, T_2 – суммарное время приема полезных данных события от блока приема данных а.ц.п. и их предварительной подготовки во внутренней памяти блока формирования события, T_3 – суммарное время формирования и записи события в буферную память п.л.и.с. СБРОС'а, N – число отобранных для записи в событие каналов (0–32), N_0 – число отобранных для записи в событие каналов с номерами ≤ 15 , t_{adc} – период тактовой частоты а.ц.п., K – коэффициент упаковки (1.0 для неупакованного формата события, 0.75 для упакованного), M – число выборок на канал (1–16), t_{sys} – период тактовой частоты обработки и буферизации данных (6.25 нс для текущего проекта), T_2^{max} и T_3^{max} — максимально возможные для заданной конфигурации модуля значения величин T_2 и T_3 (которые достигаются при максимально возможных значениях N и N_0).

При типичном использовании в физике частиц (триггер приходит позже сигналов) мертвое время модуля в режиме с упаковкой с полной загрузкой (16 выборок/канал, 32 отобранных канала в каждом событии) составляет не более 2.5 мкс.

Для стендовых применений в прошивке реализован режим имитации циклов ускорителя, при этом *Gate* генерируется внутри п.л.и.с. с программируемыми периодом и длительностью СБРОС'а, a *Start* может либо подаваться извне через разъем AUX_IN в уровнях NIM, либо тоже генерироваться внутри с выдачей его копии вовне через разъем AUX OUT в уровнях NIM.

3.1. Фаза триггера

При работе с простым асинхронным триггером и внутренней частотой оцифровки во время синхронизации триггерного сигнала происходит частичная потеря временной информации – положение по времени выборок а.ц.п. относительно фронта Start известно в каждом событии с точностью $\pm (T/2)$, где T – период тактового сигнала а.ц.п. Для того, чтобы избавиться от этого недостатка, модуль ADC-32ATC имеет функцию измерения фазы триггера. Фаза триггера по существу есть временной интервал от фронта сигнала Start до ближайшего фронта тактового сигнала а.ц.п. Это определение не очень хорошо годится при совпадающих фронтах, поэтому будем называть фазой триггера временной интервал между фронтами Start и его синхронизованной с тактовым сигналом версии (см. рис. 4); эта фаза отличается от фазы в первоначальном смысле несущественной аддитивной константой.

На рис. 5 показан примененный для измерения фазы триггера времяцифровой преобразователь (в.ц.п.) на основе вентильной линии задержки с отводами (л.з.о., tapped delay line). В таком в.ц.п. входной сигнал запускается в цепочку последовательно соединенных идентичных вентилей, к выходу каждого вентиля подсоединяется D-триггер, все D-триггеры тактируются периодическим тактовым сигналом. В результате на каждом фронте тактового сигнала в D-триггерах запоминается состояние линии задержки, которое при наличии в ней сигнала имеет вид типа 0000000011111111. Далее подсчитывается число единиц, которое пропорционально интервалу времени от фронта входного сигнала до того фронта тактового сигнала, по которому запоминалось состояние задержки в D-триггеры. Фрон-



Рис. 5. Схема в.ц.п. для измерения фазы триггера.

ты тактового сигнала отсчитываются с помощью счетчика. Таким образом, комбинация счетчика и вышеописанной схемы измерения времени прихода сигнала относительно ближайшего фронта тактовой частоты на основе л.з.о. представляет собой полноценный в.ц.п.

Создание однородной л.з.о. на п.л.и.с. с архитектурой FPGA представляет значительные трудности, поскольку, как правило, пользуясь фирменным программным обеспечением, разработчик явно не управляет размещением и разводкой компонентов п.л.и.с., на которых реализуется заданная им логика. Более того, средства синтеза схем для п.л.и.с. выполняют агрессивную оптимизацию комбинационной логики.

Тем не менее, существует подход [15], который практически применим к большинству п.л.и.с.: использование в качестве л.з.о. цепи переноса в сумматоре. Почти все производители п.л.и.с. предусматривают некоторые дополнительные к основной структуре п.л.и.с. аппаратные возможности для облегчения реализации сумматоров. Сумматор, синтезированный с применением этих дополнительных возможностей, всегда обладает фиксированной физической структурой внутренних цепей, и его можно использовать в качестве л.з.о. с предсказуемыми характеристиками.

На рис. 6 показан созданный блок л.з.о. Детектор фронта вырабатывает импульс длительностью 1 такт. Кодер представляет собой полностью комбинационную схему, которая выдает на выходе число последовательных единиц вплоть до первого встретившегося нуля (т.е. коду XX...XXX0111₂ на входе соответствует код 00011₂ на выходе). Для правильной работы схемы сумматор вместе с выходным регистром должен располагаться в нескольких соседних по вертикали LAB (logic array block) п.л.и.с., расположение остальных элементов некритично (пока выполняются условия на задержки триггер-триггер для работы на частоте 480 МГц).

3.2. Режимы модуля ×2 и ×4

Часто в установке бывает потребность в повышенной частоте оцифровки для небольшого числа каналов. Для ее удовлетворения без привлечения специального типа в.а.ц.п. можно запустить оцифровку в микросхемах а.ц.п. в режиме чередования по времени: один и тот же аналоговый сигнал подается на N каналов а.ц.п., которые тактируются с последовательным сдвигом по фазе на $2\pi/N$. При этом эффективное число аналоговых каналов в модуле уменьшается в N раз.

В ADC-32ATC, содержащем четыре 8-канальные микросхемы а.ц.п. с последовательным выходом, реализованы режимы $\times 2 (N = 2)$ и $\times 4 (N = 4)$. Кратность разрядности (12) и выбранного N поз-



с регистровым выходом CLK (ко всем D-триггерам)





Рис. 7. Прием данных с последовательного выхода 12-битного а.ц.п. при условии, что тактовый сигнал а.ц.п. задержан на 1/4 периода, а десериализатор в п.л.и.с. работает от исходного незадержанного тактового сигнала.

воляет использовать показанный на рис. 7 способ для приема данных с а.ц.п. в п.л.и.с. Поскольку битовые ячейки от всех а.ц.п. совпадают по времени, все битовые потоки можно стробировать при приеме в п.л.и.с. единственным тактовым сигналом.

Таким образом, в режимах $\times 2$ и $\times 4$ можно работать, используя прошивку п.л.и.с. для режима ×1 (без чередования по времени), а потом программно преобразовывать принятые данные. Тем не менее, рабочая прошивка п.л.и.с. поддерживает аппаратную коррекцию, выполняемую после преобразования битовой последовательности в параллельный код в конвейерном режиме. На рис. 3 блок, выполняющий эту работу, обозначен как "Корректор фазового сдвига".

4. МИКРОКОНТРОЛЛЕРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ И ПЕРЕДАЧА ДАННЫХ

В модуле ADC-32ATC используется 32-разрядный MK MPC8308 [13] производства Frees-

cale/NXP с архитектурой PowerPC, тактовой частотой 400 МГц и 256 Мбайт оперативной памяти DDR2-266 с 32-разрядной шиной данных с поддержкой ЕСС. Для связи с внешним миром применяется Gigabit Ethernet 1000BASE-Т на витой паре. Микроконтроллер подсоединен к п.л.и.с. посредством 16-разрядной шины eLB с тактовой частотой 66 МГц, а также нескольких сигналов GPIO (general purpose input/output) и IRQ (interrupt request). Еще 10 сигналов GPIO в уровнях LVCMOS3.3 зарезервированы для управления формирователем аналоговых сигналов, при этом может быть реализован любой требуемый протокол, в том числе разный для разных формирователей. Для первоначального программирования загрузочного постоянного запоминающего устройства NOR Flash используется интерфейс JTAG MK. Для отладочных целей также доступен порт RS-232.

На *MK* работает минималистичный дистрибутив GNU/Linux на основе busybox [16], изготовленный с помощью инструментария buildroot версии 2014.08 [17]. Используется ядро Linux версии 2.6.36 [18]. В качестве загрузчика используется и-boot версии 2014.07 [19]. Первичное программирование загрузочной NOR Flash выполняется с использованием JTAG в стандартном режиме периферийного сканирования для установки/опроса выводов *MK* при помощи инструментария urjtag версии 0.10 [20].

Поддерживаются два режима загрузки *МК* при включении питания (выбор осуществляется съемной перемычкой):

1. Локальный: образы ядра операционной системы и корневой файловой системы загружаются из NOR Flash объемом 8 Мбайт.

2. Сетевой: образы ядра операционной системы и корневой файловой системы загружаются по сети Ethernet с сервера по протоколу TFTP, при этом с сервера также загружаются дополнительный скрипт инициализации модуля и прошивка п.л.и.с. для ее конфигурирования с использованием интерфейса JTAG п.л.и.с. С этой целью сигналы JTAG п.л.и.с. подключены к выводам GPIO *MK*. После загрузки прошивки исполняется shell-скрипт инициализации, который настраивает режим работы модуля (число выборок на канал, задержки триггера и сигналов и т.п.).

Сетевой режим является штатным при работе модуля в составе с.с.д. установки. Он позволяет иметь актуальные версии п.о. и прошивки п.л.и.с. для всех экземпляров модулей (которых может быть несколько сотен), для этого достаточно просто обновить файлы на сервере. Локальный режим предназначен для тестовых (стендовых) применений при работе с единственным экземпляром модуля, когда развертывание инфраструктуры для сетевой загрузки нецелесообразно. Синхронизация системного времени на модуле ADC-32ATC осуществляется по протоколу NTP, для этого на *МК* при загрузке запускается стандартный демон ntpd.

Удаленный доступ к модулю ADC-32ATC для запуска программ на *MK* осуществляется по протоколу SSH.

Поверх одного физического канала связи MK с п.л.и.с. реализованы с использованием разных сигналов CS (chip select) два логических канала: канал данных и канал управления.

Канал управления используется для программирования параметров и режимов работы прошивки п.л.и.с., а также для управления подключенными к п.л.и.с. по SPI микросхемами а.ц.п. (AD9222) и $\Phi A\Pi Y$ (AD9516-0). Для работы с каналом управления разработана библиотека на языке С, поверх которой реализована также пользовательская программа с интерфейсом командной строки.

Канал данных используется для считывания массива данных из буферной памяти п.л.и.с. Для считывания данных используется контроллер ПДП (DMA), который пересылает данные в оперативное запоминающее устройство *МК*, откуда далее данные выдаются по какому-либо протоколу через интерфейс Ethernet. Достигнуты следующие скорости передачи данных:

1) скорость копирования данных из памяти *MK* в память *MK* (DDR2 SDRAM) – 150 Мбайт/с (при помощи функции memcpy библиотеки glibc);

2) скорость выдачи данных по Gigabit Ethernet с использованием протокола TCP (стандартный стек TCP/IP из ядра Linux, данные передаются из оперативной памяти *MK*, применяются кадры обычного размера⁴) – 36 Мбайт/с;

3) скорость выдачи данных по Gigabit Ethernet в виде UDP-дейтаграмм с использованием низкоуровневого интерфейса РАСКЕТ ММАР ядра Linux (данные передаются из оперативной памяти *МК* и забираются сетевым контроллером для передачи прямо из пользовательского буфера, применяются большие кадры) – 116 Мбайт/с;

4) скорость приема данных из буферной памяти п.л.и.с. по каналу п.л.и.с. — MK в оперативную память MK с использованием механизма DMA — 60 Мбайт/с;

5) скорость приема данных из буферной памяти п.л.и.с. по каналу п.л.и.с.–*МК* в СРU с включенным кэшем данных с последующим отбрасыванием данных – 74 Мбайт/с;

6) скорость передачи данных из буферной памяти п.л.и.с. в Gigabit Ethernet по TCP, с кадрами

⁴ Под кадрами обычного и большого размера понимаются кадры с максимальной полезной нагрузкой 1500 и 8192 байт соответственно.

обычного размера и с промежуточной буферизацией в оперативной памяти *MK* – 24 Мбайт/с, и это означает выдачу всей буферной памяти п.л.и.с. за 2.7 с;

7) скорость передачи данных из буферной памяти п.л.и.с. в Gigabit Ethernet с передачей основного массива данных в виде UDP-дейтаграмм с использованием PACKET MMAP, больших кадров и с промежуточной буферизацией в оперативной памяти MK — не менее 40 Мбайт/с (оценка, полученная из 3) и 4)).

Сейчас используется вариант 6) как самый простой в реализации. Пиковая теоретическая скорость eLB составляет 92 Мбайт/с. Как показывают вышеприведенные измерения, при использовании UDP с PACKET MMAP без промежуточной буферизации данных в оперативной памяти *MK* (контроллер Ethernet забирает данные прямо из канала данных с помощью своего контроллера DMA) можно попытаться достичь скорости 74 Мбайт/с для передачи данных из буферной памяти п.л.и.с. в Ethernet.

Для аппаратного (в п.л.и.с.) отсечения данных а.ц.п. без полезных сигналов написана программа, исполняющаяся в фоновом режиме на *МК*. Программа между СБРОС'ами считывает значения пьедесталов и записывает соответствующие пороги отсечения в п.л.и.с. Превышение порога отсечения над пьедесталом фиксировано и задается перед запуском программы, типичные значения составляют 3—4 отсчета. Подобное подавление незначащей информации ведет к некоторому снижению динамического диапазона, поэтому применяется опционально только для некоторых детекторов.

Использование Linux на *МК* позволяет иметь привычную для физиков среду программирования и работать с устройством почти как с обычным персональным компьютером.

5. УСИЛИТЕЛИ-ФОРМИРОВАТЕЛИ

Основная функция у.ф. – согласование источника сигнала с входом а.ц.п. и уширение импульса для того, чтобы он был покрыт хотя бы несколькими выборками а.ц.п. Для AD9222 [10] необходим дифференциальный входной сигнал в диапазоне ±1 В с уровнем синфазного сигнала около +0.8 В. Уширение импульса также положительно сказывается на стабильности его формы: если ширина входного импульса много меньше ширины выходного, то форма выходного импульса практически целиком определяется импульсаной переходной характеристикой у.ф.

Базовая принципиальная схема одного канала у.ф. приведена на рис. 8. Передаточная характеристика у.ф. в приближении бесконечного быстродействия операционного усилителя равна

$$K(\omega) = A \frac{1 + j\omega\tau_0}{(1 + j\omega\tau_1)(1 + j\omega\tau_2)(1 + j\omega\tau_3)},$$

где *А* – коэффициент усиления для постоянного сигнала, а постоянные времени выражаются следующим образом через параметры элементов схемы:

$$\tau_0 = R_5 C_2, \quad \tau_1 = R_4 C_1,$$

$$\tau_2 = \frac{R_5 (C_2 + C_3)}{1 + R_5 (R_6 + R_7) / (R_6 R_7)}, \quad \tau_3 = R_{10} C_4.$$

Нуль в $K(\omega)$ служит для подавления экспоненциального хвоста во входном сигнале. В случае работы у.ф. с колоколообразным входным сигналом, типичным для фотоэлектронного умножителя, нуль в $K(\omega)$ не нужен. Для получения как можно более одинакового наклона фронта и спада необходимо иметь равные т всех полюсов, тогда получается трехкратный полюс с откликом ~ $\theta(t)t^2e^{-t/\tau}$ ($\theta(t)$ – функция Хевисайда) на δ -функцию во временной области.

Поскольку AD9222 имеет небуферизованную схему выборки-хранения, то при работе в режимах с чередованием недопустимо напрямую подсоединять несколько входов а.ц.п. к одному у.ф. – требуется активное разветвление. Для работы в режиме ×4 разработан у.ф. с разветвлением сформированного сигнала при помощи 4 полностью дифференциальных повторителей. Это исключает поканальные вариации формы из-за разброса параметров времяформирующих цепей.

6. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА. ПРОЦЕДУРА ПОДГОНКИ СИГНАЛОВ

В данной работе для описания формы импульса $f_0(t)$ на выходе у.ф. (как от генератора, так и от детекторов) применяется либо кубический сплайн с шагом узлов 2.5 нс, либо параметризация

$$f_0(t) = \theta(t) \frac{1}{e^{-(t-\tau)/\kappa} + 1} t(e^{-\alpha t} + be^{-\beta t}),$$
(1)

где $\alpha, \beta, b, \kappa, \tau$ — параметры, подбираемые для конкретного канала у.ф. и источника сигнала. Параметризация (1) никак физически не мотивирована, и ее следует рассматривать как эмпирический рецепт, который в наших условиях описывает форму сигнала с точностью несколько процентов от его значения в максимуме.

Амплитуда и время прихода импульсов определяются подгонкой цифровых сигналов методом наименьших квадратов с единичными весами с использованием заданной формы $f_0(t)$ одиночного импульса, для минимизации используется алгоритм UOBYQC [21], который является модификацией UOBYQA [22]. Форма $f_0(t)$ всегда предварительно нормируется так, чтобы ее значение в максимуме было равно 1.



Рис. 8. Базовая принципиальная схема одного канала усилителя-формирователя, где всегда $C_4 = C_5$, $R_{10} = R_{11}$, цепь $R_{11}C_5$ служит для симметризации нагрузки выходного каскада операционного усилителя, а резисторы R_{12} , $R_{13} - для$ изоляции от операционного усилителя схемы выборки-хранения а.ц.п.; резистором R_9 регулируется постоянное смещение на выходе при отсутствии входного сигнала (пьедестал); при работе с фотоэлектронным умножителем C_2 не подключен. $A_1 - LMH6609$, $A_2 - LMH6551$ (вход CM задает полусумму напряжений на его выходах).

За исключением случая, рассмотренного ниже в п. 8.4 раздела 8, использовалась подгонка сигнала одним импульсом:

$$f(t) = af_0(t - t_0) + p,$$

где a, t_0, p — подгоночные параметры.

В п. 8.4 допускается до 5 импульсов в одном событии, и сигнал параметризуется функцией

$$f(t) = \sum_{k=1}^{5} q_k^2 f_0(t - t_k) + p_k$$

где q_k, t_k, p — подгоночные параметры, квадратичная параметризация амплитуд импульсов используется для сужения пространства возможных сигналов.

Иногда пьедестал считается известным и одинаковым для всех событий, в таком случае *p* заранее фиксируется.

7. СТЕНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Для стендовых измерений в качестве источника сигнала использовался цифровой генератор произвольных импульсов Tektronix AFG3102, неидеальностью которого пренебрегалось, поэтому полученные значения линейности и амплитудного разрешения следует рассматривать как оценки сверху.

7.1. Метод "сдвига на фазу" реконструкции формы импульса

В каждом отдельном событии в.а.ц.п. выдает набор выборок сигнала с интервалом между ними, равным периоду оцифровки. Импульс во всех тестовых сигналах имеет одинаковые форму и амплитуду, а частота оцифровки не синхронизирована с временем прихода импульса. Последним обстоятельством можно воспользоваться для восстановления по массиву событий формы импульса на входе в.а.ц.п. на существенно меньшем временном масштабе, чем период оцифровки. Для этого достаточно откладывать на одном графике значения выборок всех событий с некоторым сдвигом по оси времени, определяемым временем прихода сигнала относительно первой выборки.

Если тестовый импульс синхронен с триггером, то в качестве необходимого временного сдвига можно использовать фазу триггера с обратным знаком. На практике ось времени разбивается на бины, и в центре каждого бина откладывается среднее значение амплитуд выборок, которые попали в этот бин. Потом полученный набор точек аппроксимируется какой-либо гладкой функцией. Мы будем называть описанную процедуру реконструкции формы импульса методом "сдвига на фазу".

7.2. Калибровка и разрешение в.ц.п. фазы триггера

Задержки отдельных элементов л.з.о. отличаются друг от друга, неизвестно их конкретное значение, и они имеют температурную зависи-

мость. Поэтому для достижения максимальной точности в.ц.п. фазы триггера необходима его калибровка, которая делается off line с использованием статистической обработки данных, при этом возможно использование реальных данных, набираемых в физическом эксперименте.

Будем обозначать 5-битные точные поправки к фазе триггера, указанные на рис. 5, как ϕ_t для сигнала *Start*, ϕ_s для сигнала *Start_syn* или просто ϕ , если формула применима для обеих из них. Если входной сигнал распределен равномерно по времени, то высота бина в гистограмме величины ϕ пропорциональна задержке соответствующего элемента л.з.о. (чем больше задержка, тем больше вероятность обнаружить перепад входного сигнала именно в этом элементе задержки). Приближение равномерного распределения хорошо работает для ϕ , поскольку ни сигнал *Start*, ни частота оцифровки в.ц.п. 480 МГц, которая генерируется с помощью $\Phi A \Pi Y$ от отдельного кварцевого генератора, не привязаны к частоте оцифровки а.ц.п.

Для тестирования в.ц.п. фазы триггера сигнал с генератора пассивно разветвлялся на 2 и один из сигналов использовался в качестве *Start* (с подачей через NIM-вход AUX_IN), а второй подавался через у.ф. на один из аналоговых входов модуля ADC-32ATC. При ширине сигнала около 25 нс можно обеспечить одновременно как надежный запуск по NIM-входу, так и амплитуду сигнала в а.ц.п. около 3000 отсчетов.

На рис. 9 показаны измеренные распределения для ϕ_s и ϕ_t для одного из модулей. По гистограмме вычисляется функция преобразования $F(\phi)$ следующим образом:

$$F(\phi) = \sum_{i=0}^{\phi} h_i / \sum_{i=0}^{31} h_i,$$

где h_i — значение в бине *i* гистограммы.

Собственно точная фаза триггера Φ_{fine} в наносекундах вычисляется с использованием функций преобразования $F(\phi)$ по формуле:

$$\Phi_{\text{fine}} = 2.083(\Phi - F_t(\phi_t) + F_s(\phi_s)),$$

где 2.083 нс — период тактовой частоты 480 МГц, Φ — код со счетчика.

Форма сигнала в а.ц.п. извлекалась методом "сдвига на фазу" с использованием точной фазы триггера и аппроксимации сплайном. Полученный сплайн $f_0(t)$ был использован для пособытийной подгонки сигналов. Гистограмма разности t_0 (время прихода сигнала из подгоночной процедуры) и $-\Phi_{\text{fine}} + C$ (время прихода из фазы триггера) показана на рис. 9. Незначащая константа *C* выбрана так, чтобы среднее гистограммы было вблизи нуля. Видно, что точная фаза из-

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

меряется с разрешением не хуже 63 пс в смысле среднеквадратичного отклонения.

7.3. Разрешение по амплитуде. Линейность

Для измерения интегральной нелинейности и амплитудного разрешения на аналоговый вход модуля в.а.ц.п. через у.ф. подавался импульс от генератора в виде трапеции с фронтом и спадом 5 нс и длительностью по основанию 30 нс, называемый в дальнейшем стандартным. В качестве триггера использовался сигнал с другого, синхронизованного с первым, канала генератора. Форма импульса извлекалась на сигнале с амплитудой 3000 отсчетов в.а.ц.п. методом "сдвига на фазу" с использованием как сплайновой аппроксимации, так и с применением параметризации (1). Полученная форма использовалась для пособытийной подгонки сигналов с целью определения их амплитуды.

Измерения были организованы в виде набора серий с постоянной заданной амплитудой импульса генератора a_g внутри серии. По каждой серии вычислялись среднее значение измеренной амплитуды \bar{a} и его среднеквадратичный разброс $\sigma_{\bar{a}}$. Амплитуда a_g "пробегала" весь диапазон а.ц.п. Коэффициент преобразования k зависимости $\bar{a} = ka_g$ определялся путем подгонки набора точек $\bar{a}(a_g)$ прямой методом наименьших квадратов. Интегральная нелинейность определялась как максимальное отклонение от прямой во всем диапазоне: $I = \max |\bar{a} - ka_g|$.

Средняя величина *I* для всех каналов составила 0.8 отсчета в.а.ц.п., а максимальная — 4.4 отсчета. Разрешение $\sigma_{\overline{a}}$ для формы сигнала со сплайновой аппроксимацией составило 2.4 отсчета во всем диапазоне. При использовании параметризации (1) разрешение ухудшается с амплитудой как $\sigma_{\overline{a}} = 2.3 \oplus 0.002\overline{a}$. Абсолютная ошибка аппроксимации формы импульса параметризацией (1) составляла ~3% от величины импульса в максимуме.

Среднеквадратичный разброс амплитуды одиночной выборки а.ц.п. вне области полезного сигнала составлял 2.1 отсчета и при отсоединении генератора уменьшался до 0.7 отсчета. Это указывает на то, что в измеренном разрешении в.а.ц.п. 2.4 отсчета (при сплайновой аппроксимации формы импульса) доминирует шум генератора.

Для оценки межканальных помех поочередно в каждый из 32 каналов у.ф. многократно подавался стандартный сигнал фиксированной амплитуды, соответствующий около 4000 отсчетов а.ц.п., методом "сдвига на фазу" восстанавливались усредненные отклики в остальных каналах. Помеха характеризовалась максимальным откло-



Рис. 9. Распределения измерений для характеризации в.ц.п. измерения фазы одного из модулей в.а.ц.п.: по уточняющим величинам ϕ_s (**a**) и ϕ_t (**b**), грубой фазе Φ (**b**) и разности подогнанного времени и точной фазы с обратным знаком (**r**).

нением по модулю отклика от пьедестала и составляла не более 1 отсчета.

8. ПРИМЕНЕНИЯ В.А.Ц.П. В ПУЧКОВЫХ ЭКСПОЗИЦИЯХ

8.1. Тестирование электромагнитного калориметра

Одним из перспективных для оснащения в.а.ц.п. детекторов является электромагнитный калориметр [5]. Основным требованием для целей калориметрии является высокое амплитудное разрешение. Для подтверждения характеристик в.а.ц.п. была проведена экспозиция сборки счетчиков э.м.к. на пучке отрицательно заряженных частиц, преимущественно электронов. Номинальный импульс пучка 10 ГэВ/с и диапазон импульсов определялись настройкой канала, поперечный размер около 4 см. Набор пучковых сцинтилляционных счетчиков вырабатывал триггер, для идентификации пучковой частицы при дальнейшей обработке использовались черенковские счетчики.

Для контрольных измерений сборка 6 × 6 малых счетчиков оснащалась и.а.ц.п. Сборка позиционировалась на пучке поочередно каждым счетчиком и облучалась. На рис. 10 показан спектр экспонируемого на пучке счетчика (прилегающего к геометрическому центру сборки) без требования идентификации пучка. Он проявляет несколько структур: пьедестальный шум около нуля; пик энерговыделения с минимальной ионизацией (так называемый тір-пик) в области около 120 отсчетов; подложка от адронных взаимодействий во всем диапазоне энергий⁵; пик в середине шкалы от частичного поглощения электромагнитного ливня, при этом правый край пика соответствует центральному попаданию электронов в счетчик. Калибровочные коэффициенты (в МэВ/отсчет и.а.ц.п.) для счетчиков сборки определялись от-

⁵ Толщина счетчика э.м.к. по пучку составляет около 1 длины ядерного взаимодействия.



200 100 0 500 1000 1500 2000 2500 Отсчеты а.ц.п.

Рис. 10. Спектр показаний и.а.ц.п. в контрольных измерениях для одного из счетчиков э.м.к. (точки), где среднее значение пьедестала выставлено в 20 отсчетов для удобства представления начального участка; линия — спектр подгоночных амплитуд в.а.ц.п.

дельной процедурой и использовались в дальнейшем.

Число событий

600

500

400

300

Для испытаний центральная часть сборки размером 4 × 4 переключалась в в.а.ц.п.

8.2. Метод восстановления формы одиночного импульса

Метод "сдвига на фазу" может быть применен и для импульсов со случайной амплитудой, при условии, что распределение по времени прихода импульса (относительно выборок в.а.ц.п.) и распределение по амплитуде независимы. Однако в этом случае может существенно деградировать точность при заданном числе событий, поскольку относительная статистическая ошибка восстановления усредненного сигнала в каждом бине *i* по времени есть

$$\sigma = \frac{\sigma_a}{\overline{a}} \frac{1}{\sqrt{N_i}},$$

где \overline{a} и σ_a — среднее значение амплитуды импульса и его среднеквадратичный разброс, N_i — число событий в бине.

Для счетчика э.м.к. $\sigma_a/\overline{a} = 0.81$ (см. рис. 10). При общем количестве событий в данном канале 20000 и ширине бина 1/10 периода оцифровки точность восстановления импульса в бине составит 1.8%. Это ограничивает точность восстановления формы импульса с заранее неизвестной параметризацией, а также затрудняет оценку отклонения параметризованной формы от реальной. Для преодоления этих проблем был разработан новый метод⁶, краткое изложение которого далее приводится.

В данном разделе и следующем за ним время прихода сигнала измеряется в системе отсчета тактового генератора в.а.ц.п. в периодах этого тактового сигнала, моментам времени выборок в.а.ц.п. соответствуют целые числа, пьедестал считается нулевым (при применении построений к реальным сигналам заранее вычитается), события содержат единственный импульс, который полностью помещается во временное окно в.а.ц.п., число выборок бесконечно – зарегистрированный массив выборок продолжается нулевыми выборками в обе стороны по времени.

Вместо непосредственно измеренных значений выборок a_i мы используем нормированные: $a'_i = a_i / \sum_k a_k$. Сумма в знаменателе является оценкой интеграла сигнала, применение точного значения которого устранило бы роль флуктуаций амплитуды. Соответственно возникает ошибка численного интегрирования истинной формы импульса методом прямоугольников с шагом по времени, равным периоду дискретизации в.а.ц.п.

Множество цифровых сигналов из нормированных выборок порождается путем сдвигов по времени из одного непрерывного сигнала, который мы будем называть эффективной формой импульса:

⁶ Ивашин А.В. Частное сообщение.

$$f_{\rm eff}(t) = f_0(t) / \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f_0(t+k).$$
 (2)

Знаменатель в (2) — периодическая функция с периодом единица. Если $f_0(t)$ умножить на произвольную периодическую функцию r(t) > 0 с периодом 1, то эффективная форма не изменится. Это означает, что хотя эффективная форма может быть экспериментально извлечена с существенно более высокой точностью, чем истинная, ценой этого является неизвестный периодический множитель r(t).

Однако периодический множитель с периодом дискретизации в.а.ц.п. является неестественным с физической точки зрения. Применяемые для параметризации импульса узкие классы функций наподобие (1) почти гарантированно не содержат в себе двух функций, отличающихся на периодический множитель. Поэтому от параметризации для $f_{\rm of}(t)$ можно перейти к параметризации для $f_{\rm eff}(t)$ и однозначно определить подгоночные параметры, используя экспериментальную эффективную форму. Использование эффективной формы для подгонки позволяет уже на умеренной статистике наблюдать достаточно тонкие отличия параметризованной формы от экспериментальной.

Калориметрические измерения с в.а.ц.п. были сделаны с ранней версией прошивки п.л.и.с., в которой отсутствовало измерение точной фазы триггера. Помимо этого, возможны флуктуации времени прихода сигнала относительно триггера. Излагаемый метод является развитием метода "сдвига по фазе", когда необходимое временное смещение (фаза) определяется только из выборок в.а.ц.п.

Центр тяжести импульса (с временем прихода t_0) $\tau(t_0) = \int t f(t-t_0) dt / \int f(t) dt$ обладает свойством: $\tau(t_0) = \tau(0) + t_0$, т.е. с точностью до постоянного сдвига является временем прихода сигнала. Его дискретный аналог

$$T(t_0) = \sum_k k a_k / \sum_k a_k.$$
(3)

Если известна истинная форма импульса $f_0(t)$, то $T(t_0) = \sum_k k f_0(k - t_0) / \sum_k f_0(k - t_0) = t_0 + \sum_k (k - t_0) f_0(k - t_0) / \sum_k f_0(k - t_0).$

Последнее слагаемое – периодическая функция с периодом единица, обозначим ее $\psi(t_0)$: $T(t_0) = t_0 + \psi(t_0)$.

Поскольку *T* есть некоторое приближение к τ , полученное с помощью численного интегрирования, то следует ожидать, что для физически адекватных форм импульсов $\Psi(t_0)$ отличается от константы на некоторую малую величину.

Обозначим обратную к $T(t_0)$ функцию как $t_0(T)$. При сдвиге сигнала на +1 центр тяжести тоже увеличится на 1: $t_0(T + 1) = t_0(T) + 1$, или $t_0(T + 1) - (T + 1) = t_0(T) - T$. Введем $\lambda(T)$ следующим образом: $t_0(T) = T + \lambda(T)$. Имеем: $\lambda(T + 1) = \lambda(T)$, т.е. λ периодична с периодом 1.

Функцию $\lambda(T)$ можно аппроксимировать суммой нескольких первых членов ее разложения в ряд Фурье. Из формулы суммирования Пуассона следует, что коэффициентами разложения суммы $\sum_{k} f(t+k)$ являются $F(2\pi n)$, где n – номер коэффициента Фурье, F(ω) – фурье-образ импульса f(t). Суммы в выражении для $T(t_0)$ разлагаются в ряды Фурье с коэффициентами, определяемыми фурье-образами функций $tf_0(t)$ и $f_0(t)$, первый фурье-образ есть с точностью до постоянного множителя производная второго. Допустимость приближения функций $\Psi(t_0)$ и $\lambda(T)$ коротким отрезком ряда Фурье напрямую связана с достаточно быстрым убыванием фурье-образа $F_0(\omega)$ импульса $f_0(t)$ и производной $F_0(\omega)$ при $\omega = 2\pi n, n \to +\infty$. Ограничиваясь первой гармоникой, имеем:

$$\lambda(T) = \lambda_0 + b \sin 2\pi T + c \cos 2\pi T. \tag{4}$$

Плотность распределения ансамбля импульсов $\rho(T) \propto dN/dT = \frac{dN}{dt_0} \frac{dt_0}{dT}$. Для (псевдо)случайной последовательности с $\frac{dN}{dt_0}$ = const плотность определяется производной функции $t_0(T)$. Используя (4), имеем:

$$\rho(T) = 1 + 2\pi b \cos 2\pi T - 2\pi c \sin 2\pi T.$$
 (5)

Фитируя экспериментальную гистограмму для *T* параметризацией $\rho(T)$ (с точностью до нормировки), можно определить неизвестные коэффициенты *b* и *c* и тем самым искомую функцию преобразования $t_0(T)$.

8.3. Результаты тестирования

Для восстановления формы импульса в э.м.к. отбирались события с большой амплитудой $(\sum_{k} a_{k} > 1000)$ – это необходимо для получения высокого разрешения по *T*, а также снижения влияния шума у.ф. и повышенных флуктуаций самой формы импульса при малом количестве света в калориметре.

Гистограмма для *T*, построенного согласно (3), была подогнана функцией (5) с параметрами *b* и *c* (см. рис. 11а). Эти параметры задают (с точностью до λ_0) $\lambda(T)$ из (4). Распределение по $t_0 = T + \lambda(T)$ (рис. 116) равномерно, как и должно



Рис. 11. Распределения: **a** – по времени "центра тяжести" T (гистограмма) и его подгонка гармонической функцией (линия); **б** – по "истинному" времени t_0 .



Рис. 12. а – эффективная форма импульса (точки профильной гистограммы с ошибками) для одного из каналов э.м.к. и подгоночная функция (линия); **б** – отклонение эффективной формы от подгоночной функции.

быть. Константа λ_0 выбрана произвольно для смещения начала распределения к нулю.

Вычисленные для каждого события t_0 использовались в качестве смещения по времени для построения эффективной формы импульса в данном канале в виде профильной гистограммы (см. рис. 12). Эта форма подгонялась функцией $f_{\rm eff}(t)$, построенной на основе параметризации (1) по формуле (2). Подгоночная функция и отклонение данных от нее показаны здесь же. лены в (1). Полученная в итоге форма $f_0(t)$ была использована для пособытийной подгонки измерений в.а.ц.п. в данном канале одним импульсом с подлежащими определению амплитудой *a* сигнала и его временем прихода t_0 . Пьедестал определялся по первым двум выборкам.

Подгоночные параметры $f_{\rm eff}(t)$ были подстав-

Спектр амплитуд *а* выравнивался с соответствующим спектром и.а.ц.п. подбором коэффициента (≈ 1.3), имеющего смысл относительной



Рис. 13. Корреляция времен для сигналов в двух счетчиках э.м.к.

чувствительности в.а.ц.п. и и.а.ц.п. в данном канале (рис. 10).

На рис. 13 показано двумерное распределение по временам сигналов для центрального счетчика экспозиции (t_{0k} по горизонтали) и счетчика из его ближайшего окружения (t_{0m} по вертикали). Диагональный "хвост" в сторону меньших t_0 может быть связан с запаздыванием триггера относительно пучкового времени из-за использования простой пороговой схемы совпадений. Распределение по разности времен $\delta t = t_{0k} - t_{0m}$ имеет среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\delta t} = 1.5$ нс.

При идентификации пучковых частиц как электронов в амплитудном спектре остается толь-

ко компонента от электромагнитного ливня. Спектр для полной энергии ливня, показанный на рис. 14 для облучения одного из счетчиков, строился как сумма показаний и.а.ц.п. или подгоночных амплитуд в.а.ц.п. по всем счетчикам сборки, взвешенных с известными калибровочными коэффициентами. Отличающееся на ≈ 100 МэВ положение результирующих пиков связано с несовершенством калибровки. Разрешения для соответственно и.а.ц.п. и в.а.ц.п. $\sigma_E/E = 3.530 \pm \pm 0.026\%$ и $3.550 \pm 0.026\%$ в пределах ошибок одинаковы. Вклад в.а.ц.п. в разрешение оценим сверху как такую квадратичную добавку, которая приводит к увеличению разрешения на 2 ошибки, в результате получаем не более 0.6%.

8.4. Применение в.а.ц.п. в условиях наложения импульсов

Три газовых пучковых черенковских счетчика установки работают при высокой загрузке. Поэтому при подгонке сигнала с в.а.ц.п. допускается наличие нескольких (до 5) импульсов. Главное требование к алгоритму обработки данных для целей идентификации пучковой частицы (см. [23]) — эффективное отделение синхронного с триггером (в пределах заданного окна) импульса от импульсов наложения. Точностные требования к измерению амплитуды невысокие. На рис. 15 приведен пример пучкового события с в.а.ц.п. черенковского счетчика и его обработки.

Обычная настройка счетчиков такова: в двух счетчиках порог излучения при импульсе пучка превышен для частиц легче каонов, в третьем легче (анти)протонов. Условием идентификации по трем типам частиц (пион, каон, антипротон)



Рис. 14. Распределение по суммарной энергии в сборке модулей э.м.к. с в.а.ц.п. (слева) и и.а.ц.п. (справа).



Рис. 15. Результат подгонки (линия) данных с в.а.ц.п. пучкового черенковского счетчика (точки).

является непротиворечивость трех измерений. В противном случае тип частицы считается неопределенным. При использовании для оцифровки и.а.ц.п. с довольно широким интервалом интегрирования импульсы наложения приводили к ошибкам идентификации. Это проявлялось в зависимости видимого состава пучка от его интенсивности. Применение в.а.ц.п. позволило существенно снизить ее (рис. 16).

Основной эффект наложений — ложная идентификация каонов как пионов. Количественная оценка была получена по интенсивности пика от пучкового распада $K^- \rightarrow 3\pi^{\pm}$ в спектре инвариантной массы $M_{3\pi}$ (масса вторичных частиц полагалась равной массе пиона). По сортам идентификации пучка с использованием в.а.ц.п. события распада распределились следующим образом: $K - 92\%, \pi - 3.7\%, \bar{p} - 0.4\%$, неопределенно – 4%. Для сравнения, соответствующие числа в экспозиции с и.а.ц.п. составили около 57%, 32%, 0.2% и 10%. Таким образом, применение в.а.ц.п. повысило эффективность идентификации каонов в 1.6 раза и на порядок снизило примесь каонов при идентификации пионов.

В настоящее время для дальнейшего улучшения пучковой идентификации черенковские счетчики переведены на измерения в режиме в.а.ц.п. ×4.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан 32-канальный модуль в.а.ц.п. ADC-32ATC для оцифровки импульсных сигна-



Рис. 16. Зависимость "сортности" идентификации пучка от его средней интенсивности: доли пионов (**a**), каонов (**б**) и антипротонов (**b**), а также неопределенного сорта (**r**). 1 – при применении в.а.ц.п., 2 – и.а.ц.п.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

лов. Он имеет "надетекторное" исполнение и ориентирован на применение в составе установок, работающих на циклических ускорителях. Модуль имеет развитую архитектуру, аппаратную реализацию функций на п.л.и.с. и микроконтроллерное управление.

В модуле используются конвейерные 12-разрядные а.ц.п. с быстродействующей схемой выборки-хранения на входе, последовательным выходом и тактовой частотой оцифровки от 40 до 65 МГц. Модуль обладает внутренней буферной памятью 64 Мбайт, интерфейсом Gigabit Ethernet 1000BASE-T, имеет мертвое время не более 2.0– 2.5 мкс при полной загрузке, число выборок на канал – до 16, число событий за цикл ускорителя У-70 – не менее 85000.

В.а.ц.п. поддерживает режимы работы с кратным (×2 и ×4) увеличением эффективной частоты оцифровки за счет пропорционального снижения числа каналов. В модуле в.ц.п. для привязки по времени внешнего асинхронного триггера к внутренней тактовой частоте а.ц.п.

Разработаны формирователи для сопряжения детекторов с в.а.ц.п., методы и алгоритмы обработки данных с них. Выполнены стендовые измерения характеристик измерительного тракта. Интегральная нелинейность не превышает 0.1% в полном диапазоне. Среднеквадратичное амплитудное разрешение 2.4 отсчета (при условии точного знания формы импульса) и не зависит от амплитуды входного сигнала. Межканальные наводки не

более 2.5 · 10⁻⁴ (-72 дБ). Среднеквадратичное разрешение по времени с калиброванным в.ц.п. точной фазы 63 пс при амплитуде сигнала 3000 отсчетов.

При калориметрии электронов с энергией 10 ГэВ на счетчиках типа "шашлык" свинец сцинтиллятор с в.а.ц.п. не выявлено дополнительного по сравнению с и.а.ц.п. вклада в энергетическое разрешение σ_E/E , вызванного нестабильностью и неточным знанием формы импульса; его оценка сверху составляет 0.6%.

Применение в.а.ц.п. с пучковыми черенковскими счетчиками при высокой загрузке позволило улучшить идентификацию пучковых частиц. На оцифровку в.а.ц.п. переведены также мишенные вето-счетчики и многоканальный черенковский счетчик.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Список сокращений и обозначений

ВЕС – вершинный спектрометр, эксперимент с фиксированной мишенью на ускорителе У-70, работающий на вторичном пучке отрицательно заряженных пионов с импульсом 29 ГэВ/*c*;

а.ц.п. – аналого-цифровой преобразователь (ADC – analog-to-digital converter);

в.а.ц.п. – выборочный а.ц.п. (SADC – samling ADC);

и.а.ц.п. – интегрирующий а.ц.п.;

п.л.и.с. — программируемая логическая интегральная микросхема;

FPGA (field programmable gate array) — вентильная матрица, программируемая в условиях эксплуатации, одна из возможных архитектур п.л.и.с.;

CPU (central processor unit) – центральное процессорное устройство;

DDR SDRAM (double data rate syncronous dynamic random access memory) — синхронная динамическая память с произвольным доступом с передачей данных по фронту и спаду тактового сигнала;

DDR2 SDRAM – DDR SDRAM версии 2;

DMA (direct memory access) – прямой доступ к памяти;

EEPROM (electrically erasable programmable read-only memory) — электрически перепрограммируемое постоянное запоминающее устройство;

Flash ROM (flash read-only memory) – один из типов EEPROM;

GPIO (general purpose input/output) – сигнал общего назначения;

ECC (error correcting code) — код, исправляющий ошибки;

IRQ (interrupt request) — сигнал запроса прерывания;

JTAG – интерфейс периферийного сканирования IEEE 1149.1;

LAB (logic array block) – блок логического массива, структурная единица п.л.и.с. Cyclone III;

SPI (serial peripheral interface) — последовательный периферийный интерфейс;

USB (universal serial bus) – универсальная последовательная шина;

л.з.о. – линия задержки с отводами;

МК – микроконтроллер;

ПДП – прямой доступ к памяти;

п.о. – программное обеспечение;

с.с.д. – система сбора данных;

у.ф. – усилитель-формирователь;

 $\Phi A\Pi Y$ — фазовая автоподстройка частоты;

э.м.к. – электромагнитный калориметр.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Н.Е. Филимонову за монтаж модулей в.а.ц.п. и у.ф., В.Г. Готману за участие в их тестировании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Волков Е.В., Ивашин А.В., Календарёв В.В., Матвеев В.Д., Сугоняев В.П., Хохлов Ю.А., Шумаков А.А. Препринт ИФВЭ 2017-8. Протвино, 2017.
- Еремеев Д.Р., Ивашин А.В., Матвеев В.Д., Михасенко М.О., Сугоняев В.П., Хохлов Ю.А. Препринт НИЦ КИ–ИФВЭ 2019-2. Протвино, 2019.
- 3. Zitoun R. ATL-LARG-2001-003. ATLAS Note. CERN, 2001.
- 4. Camarena F., Castelo J., Fullana E. ATL-TILECAL-2002-015. ATLAS Note. CERN, 2002.
- Дорофеев В.А., Ивашин А.В., Календарев В.В., Качаев И.А., Константинов В.Ф., Матвеев В.Д., Поляков Б.Ф., Сугоняев В.П., Холоденко М.С., Хохлов Ю.А. // ПТЭ. 2016. № 5. С. 38. https://doi.org/10.7868/S0032816216040212
- 6. Сенько В.А., Солдатов М.М., Якимчук В.И. Препринт ИФВЭ 2012-19. Протвино, 2012.
- 7. https://www.caen.it/products/dt5740/
- Ивашин А.В. Модуль TDC-48DT. http://pcbech.ihep.su/~ivashin/tdc-48dt-doc.pdf, http://mail.ihep.ru/~ivashin/tdc-48dt-doc.pdf
- Ивашин А.В., Матвеев В.Д., Хохлов Ю.А. Препринт ИФВЭ 2010-10. Протвино, 2010.

- Analog Devices. AD9222 Octal, 12-bit, 40/50/65 MSPS Serial LVDS 1.8V A/D Converter. Rev. F. Data sheet.
- 11. Analog Devices. AD9516-0 14-Output Clock Generator with Integrated 2.8 GHz VCO. Rev C. Data sheet.
- 12. Altera Corporation. Cyclone III Device Handbook. v2.2. October 2008.
- 13. Freescale Semiconductor. MPC8308 PowerQUICC II Pro Processor Reference Manual. Rev. 0, 04/2010. https://www.nxp.com/
- 14. CYPRESS. CY7C68001 EZ-USB SX2tm High Speed USB Interface Device. Revised November 20, 2013.
- Song J., An Q., Lin S. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006.
 V. 53. № 1. P. 236. https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869820
- 1111ps.//doi.org/10.1109/11NS.2000
- 16. https://busybox.net/
- 17. https://buildroot.org/
- 18. https://www.kernel.org/
- 19. https://www.denx.de/wiki/U-Boot
- 20. http://urjtag.org/
- 21. *Kachaev I.* http://bison.ihep.su/~kachaev/Pow-ell/uobyqc-0.9.tar.gz
- 22. *Powell M.J.D.* // Mathematical Programming. Series B (Springer). 2002. V. 92. P. 555.
- 23. *Еремеев Д.Р.* Магистерская работа. МФТИ, 2017. http://www.ihep.ru/files/Eremeev_diploma.pdf

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.319.53

ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО СУММАТОРА С ОБЩИМ ИЗОЛИРУЮЩИМ ДРОССЕЛЕМ

© 2020 г. В. В. Кладухин^{а,*}, С. П. Храмцов^а, В. Ю. Ялов^а

^а Институт электрофизики УрО РАН Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106 *e-mail: laepr@iep.uran.ru Поступила в редакцию 12.09.2019 г. После доработки 12.09.2019 г. Принята к публикации 22.09.2019 г.

Описан генератор мощных квазипрямоугольных высоковольтных импульсов на основе *N*-секционного сумматора, выполненного на отрезках коаксиальных линий с общим изолирующим магнитопроводом. На согласованной нагрузке сумматор обеспечивает *N*-кратное повышение амплитуды напряжения относительно амплитуды входных импульсов с временами нарастания и спада выходных импульсов, определяемыми соотношениями: $2(N-1)\tau_c + \tau_{RT}$, $2(N-1)\tau_c + \tau_{FT}$ соответственно, где τ_c – электрическая длина секции сумматора, τ_{RT} – длительность фронта входного импульса, τ_{FT} – длительность спада входного импульса, N – число секций. Представлена конструкция и приведены результаты тестирования 22-секционного генератора импульсов с 50-омной согласованной нагрузкой, с возможностью регулирования напряжения выходных импульсов в диапазоне 1–21 кВ, длительности в диапазоне 100–500 нс, частоты следования импульсов до 1 кГц, с длительностью фронта и спада выходных импульсов (по уровню 0.1–0.9) – 100 нс.

DOI: 10.31857/S003281622001022X

ВВЕДЕНИЕ

Формирование мощных высоковольтных импульсов путем сложения совокупности парциальных импульсов в сумматорах, выполненных на основе последовательно соединенных отрезков (секций) двухпроводных линий, нашло широкое применение при создании генераторов мощных высоковольтных импульсов LIVA (Linear Induction Voltage Adder) и MIVA (Magnetically-Insulated Induction Voltage Adder) [1-3]. В общем случае, парциальные импульсы в таких генераторах формируются независимо друг от друга и передаются на входы секций сумматора с помощью передающих линий. При формировании парциальных импульсов путем разряда отрезков длинных линий передающие линии могут совмещаться с формирующими [3].

Схема генератора импульсов с раздельным формированием парциальных импульсов и протяженными передающими линиями изображена на рис. 1.

Согласованное сложение парциальных импульсов (представляющих собой пакеты ТЕМволн) обеспечивается реализацией в линиях режима бегущих ТЕМ-волн, который достигается согласованием волновых сопротивлений передающих линий и секций суммирующей линии, а также синхронизацией моментов поступления парциальных импульсов на входы ее секций, для чего необходимо выполнение следующих условий:

$$W_k = W_0 k, \tag{1}$$

$$R_L = NW_0, (2)$$



Рис. 1. Схема генератора импульсов с раздельным формированием парциальных импульсов. $\Gamma U_1 - \Gamma U_N -$ генераторы парциальных импульсов; $\Pi \Pi_1 - \Pi \Pi_N -$ передающие линии с волновыми сопротивлениями W_0 ; Секция 1–Секция N – секции составной суммирующей линии с волновыми сопротивлениями $W_1 - W_N$, охваченные кольцевыми магнитопроводами; N – число секций; R_L – сопротивление нагрузки.



Рис. 2. Схема генератора импульсов с общим формирователем парциальных импульсов. D – обратный диод, S – транзисторный ключ, C – накопительная емкость.

$$t_k = \frac{l_c}{V_c}(k-1), \quad k = \overline{1, N}, \tag{3}$$

где t_k — момент поступления парциального импульса на вход k-й секции, l_c — длина линии суммирующей секции, V_c — скорость TEM-волн в секции.

При согласованном сложении парциальных импульсов, на нагрузке суммирующей линии формируются импульсы, амплитуда и форма тока которых повторяет амплитуду и форму тока входных парциальных импульсов, а напряжение в N раз превышает напряжения парциальных импульсов. Подобные сумматоры, реализующие режим бегущей волны, под именем TWC (Travelling Wave Combiners) нашли применение и для сложения гармонических сигналов в радиотехнике [4], при этом условие временной согласованности фронтов парциальных импульсов заменяется условием фазовой согласованности входных сигналов.

Наряду с достоинствами рассмотренная схема имеет такие существенные недостатки, как большое число изолирующих дросселей (магнитопроводов), обеспечивающих развязку "потенциальных" и "земляных" тоководов входов соседних секций суммирующей линии, а также необходимость согласования моментов подачи парциальных импульсов на входы секций. Если согласованность моментов поступления парциальных импульсов может обеспечиваться использованием формирователей с управляемыми ключами [5-7] или использованием общего формирователя импульсов с передающими линиями разной длины, то уменьшение числа магнитопроводов изолирующих дросселей возможно лишь при объединении входов суммирующих секций, что эквивалентно одновременному поступлению парциальных импульсов на входы секций. Ниже рассмотрены характерные черты такого подхода.

1. ГЕНЕРАТОР С ОБЩИМ ФОРМИРОВАТЕЛЕМ ПАРЦИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Схема генератора импульсов с общим формирователем парциальных импульсов, одновременно подаваемых на входы суммирующих секций без использования передающих линий, допускающая использование общего магнитопровода для всех развязывающих дросселей, приведена на рис. 2.

Далее предполагается, что входные импульсы формируются путем частичного разряда накопительной емкости *C* через транзисторный ключ *S* и используется обратный диод *D*, обеспечивающий сокращение времени переходных процессов при выключении ключа и его защиту от перенапряжения. Вышеназванные элементы показаны на рис. 2 штриховой линией. Входы секций суммирующей линии (кроме первого) рассматриваются как ТЕМ-тройники с последовательно включенными плечами. Импульсы, поступающие на входы этих тройников, распространяются по плечам тройников в виде суперпозиции прямых и обратных ТЕМ-волн. Сложение импульсных токов и напряжений в таких тройниках рассмотрено в [5].

При одновременном поступлении импульсов на входы секций суммирующей линии, в отличие от согласованного случая, удовлетворяющего условиям (1)-(3), возникает смешанный режим распространения ТЕМ-волн, при котором обратные волны (токи) не компенсируются падающими, и возникает переходный процесс, продолжающийся до тех пор, пока обратные волны не будут преобразованы в прямые на входе и стыках последующих секций суммирующей линии. Время протекания переходных процессов зависит от числа секций в суммирующей линии, их длины, соотношения волновых сопротивлений секций между собой и с сопротивлением нагрузки, а также динамических свойств ключа. После завершения переходного процесса ток на нагрузке достигнет своего стационарного значения i_N = $= Nu_0/R_L$, где u_0 – амплитуда напряжения входного импульса.

Так как аналитическое описание волновых процессов в многосекционной суммирующей линии, учитывающее отражения на стыках секций и нагрузке, является чрезвычайно громоздким уже при $N \ge 3$, то далее процессы сложения входных импульсов иллюстрируются результатами численного моделирования токов и напряжений на примере 5-секционной суммирующей линии (N = 5).

Ниже приведена динамика напряжений на нагрузке при одинаковом волновом сопротивлении секций суммирующей линии ($W_k = W$, $k = \overline{1, N}$), при котором время и интенсивность переходных процессов минимальны. При этом для повыше-



Рис. 3. Импульс напряжения на нагрузке. $1 - R_L = W$, $2 - R_L = 2W$, $3 - R_L = W/2$.

ния наглядности, предполагалось, что генератор импульсов имеет пренебрежимо малое внутреннее сопротивление и токи утечки через изолирующие дроссели ничтожны, электрическая длина секции суммирующей линии $\tau_c = 3$ нс, длительность входного импульса $\tau_0 = 100$ нс, длительность фронта входного импульса $\tau_{RT} = 1$ нс, длительность спада входного импульса $\tau_{FT} = 1$ нс, амплитуда напряжения входного импульса u_0 .

На рис. 3 и рис. 4 приведены динамика относительного напряжения импульса на нагрузке $\alpha = u_R/u_0$ и относительные токи на входах в секции линии $\beta = u_0/W$ для $R_L = W$, 2W и W/2. При этом номера входов в секции увеличиваются в сторону нагрузки.

Из представленных графиков видно, что плоская вершина выходного импульса формируется при одинаковом волновом сопротивлении секций и нагрузки ($R_L = W$). Длительность переходного процесса в этом режиме определяется временем двойного пробега ТЕМ-волны между входами в первую и последнюю секции суммирующей линии. При этом амплитуда напряжения импульса на нагрузке определяется величиной Nu_0 , а время его нарастания и спада соотношениями

$$\tau_{RTL} = 2(N-1)\tau_{\rm c} + \tau_{RT},\tag{4}$$

$$\tau_{FTL} = 2(N-1)\tau_{\rm c} + \tau_{FT}.$$
(5)

При повышенном сопротивлении нагрузки $(R_L = 2W)$ на фронте импульса напряжения формируется выброс, переходящий в быстро затухающий колебательный процесс с длительностью полупериода $2(N - 1)\tau_c + \tau_{RT}$. Амплитуда напряжения на вершине выброса определяется величиной $2R_LNu_0/(R_L + W)$. Время нарастания импульса до вершины выброса составляет $2(N - 1)\tau_c + \tau_{RT}$. Время спада импульса изменяется незначительно и составляет около $2(N - 1)\tau_c + \tau_{FT}$.

При пониженном сопротивлении нагрузки $(R_L = W/2)$ время нарастания напряжения импульса сильно увеличивается, при этом рост напряжения происходит по квазиэкспоненциаль-



Рис. 4. Динамика токов на входах секций суммирующих линий при $R_L = W(\mathbf{a}), 2W(\mathbf{5}), W/2$ (в). 1-5 – ток на входе в соответствующую секцию.

ному закону с постоянной времени, близкой к $2(N-1)\tau_c + \tau_{RT}$. Спад импульса также происходит по квазиэкспоненциальному закону с той же постоянной времени. Амплитуда напряжения стремится к величине Nu_0 .

2. КОНСТРУКЦИЯ ГЕНЕРАТОРА НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В соответствии со схемой, приведенной на рис. 2, был разработан и изготовлен генератор мощных наносекундных импульсов на основе 22-секционного сумматора (волнового трансформатора) входных импульсов наносекундной длительности, формируемых генератором импульсов (ГИ). Наряду с суммирующей линией в состав генератора вошли генератор входных импульсов и три устройства: зарядное, размагничивающее и запускающее.

Генератор входных импульсов обеспечивает формирование (генерацию) входных (парциальных) импульсов прямоугольной формы с параметрами: напряжение до 1100 В, ток до 10 кА, длительность 100–500 нс, и состоит из 16 параллельно включенных формирующих модулей, основанных на разряде конденсаторов через управляемые транзисторные ключи.

Каждый модуль содержит 40 параллельно-последовательно включенных керамических кон-



Рис. 5. Внешний вид генератора.

денсаторов C4532X7T2J224K200KC (TDK Corp., www.tdk.com) общей емкостью 2200 нФ с зарядным напряжением до 1260 В и 10 параллельно включенных IGBT-транзисторов FGL40N120AND (Fairchild Semiconductor Corp., www.fairchildsemi.com), запускаемых с помощью драйверов IXDI630CI (IXYS Corp., www.ixys.com). При нагрузке модуля $r_{out} = 2$ Ом и напряжении 1000 В время нарастания тока на выходе модуля до 500 А составляет около 100 нс, спада — около 15 нс, допустимая частота формирования 30-секундных серий импульсов длительностью 500 нс — 1 кГц.

Соединение модулей между собой выполнено с помощью двух кросс-плат, изготовленных из двухстороннего 3-мм фольгированного стеклотекстолита с толщиной проводящих слоев 75 мкм, каждая из которых обеспечивает параллельное подключение 8 модулей. Электрическая схема и конструкция модулей аналогичны схеме и конструкции формирующих модулей, описанных в [6].

Суммирующая линия обеспечивает сложение импульсов, поступающих на входы ее секций, которые совмещены в виде общей короткой радиальной линии. Каждая секция суммирующей линии представляет собой участок 50-омного кабеля RG8/U длиной 45 см (электрическая длина $\tau_c = 2.3$ нс). Для развязки потенциального и нулевого токовода (корпуса) входной радиальной линии использован одновитковый изолирующий дроссель с кольцевым магнитопроводом, выполненным из 6 ферритовых колец фирмы EPCOS (EPCOS, www.tdk-electronics.tdk.com), внутренний диаметр которых 102 мм, а наружный 140 мм, толщина — 25 мм, материал — N30. Для полного

использования потенциала магнитопровода используется его обратное намагничивание, выполненное с помощью размагничивающей одновитковой катушки, через которую пропускается постоянный ток 10 А. Подключается генератор входных импульсов (кросс-платы) к входной радиальной линии, выполненной из 3-мм стеклотекстолита с толщиной проводящих слоев 75 мкм, с двух сторон с помощью разъемных соединений.

Устройство заряда, обеспечивающее начальный заряд емкостных накопителей формирующих модулей до рабочего напряжения (u_0) и поддержание его в процессе работы, выполнено по типовой бустерной схеме. Максимальная мощность этого устройства, в значительной степени определяющая среднюю мощность генератора импульсов, составляет около 10 кВт.

Размагничивающее устройство, обеспечиваюшее формирование постоянного тока обратного намагничивания магнитопровода изолирующего дросселя, основано на источнике питания 12 В и стабилизирующем дросселе с индуктивностью около 1 мГн. Так как витки размагничивающего контура имеют трансформаторную связь с входами секций суммирующей линии, шунтируемыми обратным диодом D, которая ведет к затягиванию времени восстановления размагничивающего магнитного потока в изолирующем дросселе после запирания транзисторных ключей в формируюших модулях, то по аналогии с [7] последовательно с обратным диодом включена встречно-заряженная емкость 50 мкФ, подключенная к источнику питания (12 В) размагничивающего контура, чем обеспечивается восстановление размагничивающего магнитного потока в изолирующем дросселе в течение 150 мкс.

Запускающее устройство, задающее длительность и частоту следования импульсов формирующих модулей, выполнено в виде стандартного генератора импульсов с регулируемой длительностью и усилителя импульсов на основе микросхемы IXDI630CI.

Внешний вид генератора размером 62 × 35 × × 34 см (без устройства запуска, зарядного и размагничивающего устройств) показан на рис. 5.

Конструктивная схема генератора импульсов приведена на рис. 6.

3. ТЕСТИРОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРА

Тестирование генератора было выполнено с целью проверки его работоспособности и измерения динамики выходного напряжения на различных нагрузках. Измерения проводились с помощью резистивного делителя осциллографом АКИП-4113/2 (АО "ПриСТ", www.prist.ru) с аналоговой входной полосой 200 МГц. На рис. 7 приведена осциллограмма тока на выходе формиру-



Рис. 6. Конструктивная схема генератора импульсов. *I* – суммирующая коаксиальная линия; *2* – общий вход в секции суммирующей линии; *3* – магнитопровод изолирующего дросселя; *4* – корпус; *5* – формирующий модуль; *6* – кросс-секция; *УЗН* – устройство заряда емкостных накопителей модулей, *ЗУ* – устройство запуска транзисторных ключей формирующих модулей, *РУ* – устройство формирования размагничивающего тока.

ющего модуля, нагруженного на сопротивление 2 Ом (коммутируемое напряжение – 1000 В), из которой следует, что $\tau_{RT} \approx 100$ нс, $\tau_{FT} \approx 15$ нс. На рис. 8 приведены осциллограммы 500-нс выходного импульса генератора на нагрузках 50 и 100 Ом, индуктивность нагрузки \approx 35 нГн.

Измеренные характеристики выходных импульсов генератора близки к расчетным. В согласованном случае времена полного нарастания и спада импульса напряжения на нагрузке составили $\tau_{RTL} \approx 200$ нс, $\tau_{FTL} \approx 100$ нс. На 50-омной нагрузке были получены квазипрямоугольные импульсы с выходным напряжением до 21 кВ, фронтом и спадом по уровню 0.1–0.9 соответственно 150 и 95 нс.

Длительность импульсов напряжения на нагрузке ограничивается снизу временами его нарастания и спада при включении и выключении транзисторного ключа, сверху – спадом вершины из-за разряда емкостных накопителей формирующих модулей и тока утечки через индуктивностью изолирующего дросселя. При выходном напряжении 21 кВ и длительности выходного импульса в пределах 500 нс спад вершины импульса, в значительной степени обусловленный разрядом емкостей в модулях, формирующих входной импульс, не превышал 15%. Частота следования импульсов, ограниченная источником питания (зарядом емкостных накопителей формирующих модулей), находилась в пределах 1 кГц.

выводы

Отказ от временно́го согласования моментов подачи парциальных импульсов на входы секций



Рис. 7. Нарастание и спад тока на выходе формирующего модуля. Масштаб по вертикали – 250 А/деление, по горизонтали – 100 нс/деление.

суммирующей линии позволяет использовать один общий изолирующий дроссель и один общий формирователь импульсов. При этом утрачивается возможность сложения парциальных импульсов в режиме бегущей волны, что ведет к отклонению формы выходного импульса от прямоугольной. Минимальные искажения прямоугольности выходного импульса, проявляемые в виде затягивания его фронта и спада, имеют место при исполь-



Рис. 8. Форма импульса на нагрузке генератора 50 Ом (а), 100 Ом (б). Масштаб по вертикали 6 кВ/деление, по горизонтали – 100 нс/деление.

зовании секций с одинаковым волновым сопротивлением, равным сопротивлению активной нагрузки, и обратного диода, включаемого на выходе генератора входного импульса. В этом случае амплитуда напряжения квазипрямоугольного выходного импульса определяется соотношением Nu_0 , полное время его нарастания и спада – $2(N-1)\tau_c + \tau_{RT}$ и $2(N-1)\tau_c + \tau_{FT}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Smith I.D. // Phys. Rev. Special Topics – Accel. Beams. 2004. V. 7. P. 064801-1. https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.7.064801

- 2. Yixiang Hu, Fengju Sun, Jiangtao Zeng, Hao Wei // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. V. 42. № 11. P. 3598. https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2332212
- Corcaran P., Carboni V., Smith I., Fishlock S. // Proc. 15th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Monterrey. USA. 2005. P. 308. https://doi.org/10.1109/PPC.2005.300620
- 4. *Russel K.J.* // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1979. V. 27. № 5. P. 472
- Кладухин В.В., Кладухин С.В., Новоселов А.А., Храмцов С.П. // ПТЭ. 2015. № 5. С. 68. https://doi.org/10.7868/S0032816215040187
- 6. *Кладухин В.В., Кладухин С.В., Новоселов А.А., Храм*цов С.П. // ПТЭ. 2017. № 3. С. 54. https://doi.org/10.7868/s0032816217020197
- 7. *Кладухин В.В., Храмцов С.П.* // ПТЭ. 2018. № 6. С. 68. https://doi.org/10.1134/S0032816218060071

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 53.082.72

ПРЕЦИЗИОННЫЙ ДЕЛИТЕЛЬ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

© 2020 г. А. М. Батраков^{*a*}, М. Ю. Васильев^{*a*,*b*}, Е. С. Котов^{*a*,*b*}, К. С. Штро^{*a*,*}

^а Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН Россия 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11 ^b Новосибирский государственный университет Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

> *e-mail: K.S.Shtro@inp.nsk.su Поступила в редакцию 18.10.2019 г. После доработки 11.11.2019 г. Принята к публикации 15.11.2019 г.

Разработан делитель высоковольтных импульсных сигналов для многоканальной системы осциллографического мониторинга линейного индукционного ускорителя ЛИУ-20. Делитель удовлетворяет целому комплексу требований: диапазону рабочих напряжениий до 30 кВ, полосе частот 30 МГц, характеристикам по точности и стабильности лучше 1%, воспроизводимости параметров при массовом производстве. Приводится анализ различных вариантов высоковольтных делителей: пассивных емкостных делителей, емкостных делителей с активными устройствами, резистивных, резистивно-емкостных и комбинированных делителей. На основе анализа обосновывается выбор схемы делителя, обладающего необходимыми свойствами.

DOI: 10.31857/S0032816220020093

введение

В ИЯФ СО РАН строится линейный индукционный ускоритель с энергией электронного пучка 20 МэВ, током пучка 2 кА и длительностью 100–300 нс. В ускорителях этого типа пучок электронов приобретает энергию, проходя цепочку последовательных ускоряющих модулей, каждый из которых добавляет порцию, равную напряжению на ускоряющем модуле [1]. Приращение энергии в одном ускоряющем модуле ЛИУ-20 равно 0.34 МэВ. В создаваемой установке полное число модулей составит 60. Каждый из них образован шестнадцатью отдельными индукторами, которые питаются от восьми импульсных генераторов (модуляторов) – по два индуктора на модулятор [2].

Осциллограммы напряжений на индукторах предоставляют важную физическую информацию о параметрах пучка и работе высоковольтного оборудования. Эти данные крайне востребованы и на этапе запуска установки, и в течение длительного срока эксплуатации. Так, сумма амплитуд напряжений на индукторах дает приращение энергии пучка при пролете через ускоряющий модуль, а неравномерность и колебательность на полочке импульса ускоряющего напряжения — разброс энергии электронного пучка. Взаимное положение фронтов позволяет синхронизовать времена срабатывания высоковольтных генераторов-модуляторов.

Помимо online-анализа постоянный мониторинг сигналов с индукторов в ходе эксплуатации, их архивирование и анализ дают возможность обнаружить возможную деградацию параметров высоковольтных элементов и принять превентивные меры.

Для полномасштабной регистрации высоковольтных сигналов с индукторов во всем ускорительном тракте необходимо иметь несколько сотен осциллографических каналов, работающих синхронно и обладающих частотой выборок 200– 400 МГц. Эти каналы образуют систему осциллографического мониторинга, являющуюся частью общей системы управления ЛИУ-20 [3].

Важнейшим элементом измерительного тракта многоканальной системы осциллографического мониторинга является высоковольтный делитель, с помощью которого измеряются напряжения на ускоряющих модулях. Именно он в значительной степени определяет характеристики всей системы по точности и широкополосности.

Несмотря на то, что задачи ослабления высоковольтных импульсных сигналов с целью дальнейшей обработки неоднократно решались в экспериментальной практике, авторам не удалось найти делитель, в котором бы сочетались диапа-



Рис. 1. Структурная схема сигнального тракта одного ускорительного модуля.

зон рабочих напряжений, частотные свойства, характеристики по точности и стабильности, технологичность и воспроизводимость параметров при массовом производстве. В этой связи авторы посчитали целесообразным описать разработку делителя с нужным набором характеристик.

В статье рассматривается возможность применения в многоканальной системе осциллографического мониторинга пассивных емкостных делителей, емкостных делителей с активными устройствами, резистивных и резистивно-емкостных делителей. Приведены данные по прецизионным высоковольтным резисторам и конденсаторам, а также методикам тестирования изготовленных делителей.

1. ОБЗОР ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ И ТРЕБОВАНИЯ К ДЕЛИТЕЛЮ НА УСКОРИТЕЛЕ ЛИУ-20

Для понимания места высоковольтного делителя в системе осциллографического мониторинга приведем структурную схему сигнального тракта одного ускорительного модуля (рис. 1). Сигнал с индуктора ослабляется делителем, работающим на кабельную трассу длиной 20 м, передающую сигналы из радиационно защищенного зала к стойкам с измерительной электроникой, и с выхода трассы поступает в модуль-адаптер. Последний выполняет предварительную обработку пришедшего сигнала и затем передает его в 4-канальный цифровой осциллографический модуль ADC4x250 [4]. Для регистрации напряжений на ЛИУ-20 необходимо 480 измерительных каналов, объединенных в 60 комплектов. С целью сравнительного анализа и обсуждения различных вариантов высоковольтных делителей и в том числе применяемых на линейных индукционных ускорителях необходимо сформировать набор требований к высоковольтному делителю на ускорителе ЛИУ-20.

Номинальное импульсное напряжение на индукторе равно 22 кВ, максимальное может достигать 25–27 кВ. С учетом некоторого запаса следует проектировать делитель, рассчитанный на максимальное напряжение 30 кВ.

Ускоритель ЛИУ-20 проектируется для работы с пучками, имеющими длительности 100 или 300 нс. Соответственно высоковольтный модулятор формирует импульсы, близкие по форме к трапецеидальным с длительностью на полувысоте 100 или 300 нс и фронтами ускоряющих напряжений 50–70 нс. Именно такую форму сигнала будем использовать для дальнейшего анализа.

При формировании требований к характеристикам делителя по точности и разбросу параметров надо принимать во внимание полное количество делителей (480 и резерв), необходимых для построения системы осциллографического мониторинга. Отсюда следует, что крайне желательно иметь коэффициенты ослабления, практически одинаковые для всех делителей. Это позволит отказаться от объемных калибровочных таблиц и предотвратит возможную путаницу.

Величина ошибки коэффициента ослабления делителя диктуется необходимостью определения энергии, приобретенной в каждом ускоряющем модуле, с погрешностью $\pm 0.5\%$, что позволяет с необходимой точностью устанавливать токи магнитных линз, фокусирующих пучок. Приобретенная энергия определяется по сумме напря-

жений с восьми делителей, помноженной на средний коэффициент ослабления. Если предположить, что погрешность одного делителя не превышает $\pm 1.5\%$, то разброс усредненного по восьми коэффициента будет менее $\pm 0.5\%$. Полная погрешность делителя складывается из двух величин: собственно коэффициента ослабления и искажения полочки импульса. Коэффициент ослабления определим как отношение средних значений входного и выходного напряжений (U_{avg}) в центральной части полочки с длительностью 200 нс для 300-нс импульса (см. рис. 2). Под искажением полочки будем понимать отклонение (колебательность и наклон) полочки от среднего значения.

Зададимся на этапе формирования требований максимальной величиной погрешности коэффициента $\pm 1.0\%$, а максимальным искажением полочки $\pm 0.3\%$ (0.6% от минимума до максимума на рис. 2).

Оценка для трапецеидального импульса времени установления с погрешностью ~0.3%, а также требование к разбросу взаимного положения фронтов 4—6 нс задает полосу делителя 30—35 МГц. Размещение делителя, его конструкция и способ подключения к источнику сигнала определялись исполнением типовых высоковольтных вводов и не допускали каких-либо заметных вариаций.

Требования к делителю:

- максимальное входное напряжение до 30 кВ;

 максимальное выходное напряжение на нагрузке 50 Ом—~10 В;

 – длительность импульсов на полувысоте от 100 до 300 нс;

- выходное сопротивление делителя $50 \text{ Om} \pm 0.1\%$;

 – длина коаксиальной линии передачи сигнала 20 м;

- искажение полочки не более $\pm 0.3\%$;

 температурная зависимость коэффициентов в диапазоне 10–60°С – ≤40 ppm/°С;

- разброс коэффициентов - не более $\pm 1\%$;

— разброс средних коэффициентов в сборках из 8 шт. — не более $\pm 0.3\%$;

– полоса частот ~30 МГц;

необходимое количество делителей ~500;

 стоимость компонентов/делитель – не более \$100;

 совместимость с конструкцией высоковольтного вывода.

Зарубежными компаниями выпускается довольно много высоковольтных делителей. Заметная часть из них представляет собой согласованные резистивные аттенюаторы, рассчитанные на радиочастотные применения, в связи с чем они имеют полосу частот, достигающую десятка гига-



Рис. 2. К определению понятий "коэффициент ослабления" и "искажение полочки".

герц, ослабление 20–40 дБ, заметные габариты и массу [5, 6].

Вполне удовлетворяющие электрические параметры имеют высоковольтные пробники: 40– 60 кВ, 80–90 МГц, ослабление от 1000 до 10000 раз. Однако их конструкция, невозможность работы на длинную согласованную линую, а также цена ~\$2500 (см., например, P6015A Tektronix [7]) делают нереальным их использование в многоканальной системе осциллографического мониторинга.

Наибольшее применение на физических установках находят устройства, основанные на емкостном делении импульсных напряжений [8, 9]. Нежелательным свойством таких делителей является колебательность переходной характеристики, которая вызвана паразитными индуктивностями верхнего и нижнего плеч. Паразитные резонансы в высоковольтных делителях будут обсуждаться ниже в разделе 3.

В линейных индукционных ускорителях радиографических комплексов также применяются делители, основанные на емкостном делении высоковольтного сигнала [10, 11]. Отличительным свойством представленных делителей является то, что они рассчитаны на работу с напряжениями >100 кВ. Именно по этой причине в верхнем плече используется конструкционная емкость. Достаточно большой разброс конструкционных емкостей требует тщательной предварительной калибровки и индивидуального учета коэффициентов деления. В [10] отмечается, что: "...каждый датчик напряжения калибруется с помощью точного делителя, который в свою очередь откалиброван с помощью поверенного в Национальном Бюро Стандартов анализатора". В том случае, если количество датчиков достигает нескольких сотен, как на ЛИУ-20, такое решение нежелательно и имеет смысл искать иные варианты. Этому спо-



Рис. 3. Емкостный делитель и тракт передачи сигнала. *X*₁ – длинная передающая коаксиальная линия – 50 Ом.

собствует и то, что на ЛИУ-20 напряжения на индукторах не превышают 30 кВ, поэтому можно рассмотреть возможность применения емкостных делителей, изготовленных из промышленных, с известной емкостью конденсаторов.

Возвращаясь к измерению ускоряющих напряжений в линейных ускорителях рентгенографических комплексов, сообщим, что в наиболее известной и успешно работающей установке DARHT применяются резистивные делители, так что и этот тип делителей необходимо проанализировать [12, 13].

2. СХЕМЫ С ЕМКОСТНЫМ ДЕЛЕНИЕМ СИГНАЛА

Обсудим возможность использования емкостных делителей на ЛИУ-20, не принимая пока во внимание реальные параметры высоковольтных конденсаторов. Полная схема, включающая делитель и линию передачи высоковольтных сигналов, представлена на рис. 3. Простейший анализ этой схемы показывает, что для получения малого наклона полочки трапецеидального импульса требуется выполнить соотношение $(R_1 + R_2)C_2 \approx T_{\text{имп}}/\delta$, где *Т*_{имп} – максимальная длительность импульса $(300 \text{ нс}), \delta$ – допустимая погрешность. Поскольку передающая коаксиальная линия длиной 20 м должна быть согласована, то пока будем считать, что $R_2 = 50$ Ом. Тогда для получения наклона полочки на уровне 0.2-0.4% сопротивление R_1 должно быть достаточно большим. Учитывая наибольшую длительность импульса (300 нс) и приняв $\delta = 0.3\%$, можно оценить, что $(R_1 + R_2)C_2 \approx 100$ мкс.

Заслуживает упоминания делитель с активными элементами, когда R_1 заменяется усилителем, обеспечивающим работу на нагрузку 50 Ом и имеющим большое входное сопротивление. Однако возможность радиационных повреждений полупроводниковых устройств в реальных условиях работы делает такое решение весьма нежелательным.



Рис. 4. Конструкция и положение делителя на индукторе.

Для дальнейшего анализа следует описать конструкцию и расположение делителя на ускоряющем модуле ЛИУ-20 (рис. 4). Показанная конструкция была выбрана как наиболее технологичная при производстве и адекватная исполнению высоковольтного ввода, хотя и не самая удачная с точки зрения паразитных элементов цепи, влияние которых пришлось учитывать.

Снизу печатная плата делителя крепится к корпусу, который является измерительной землей. Соединительный провод к нему выполнен из гибкого проводника длиной 100 мм, подключаемого к выводу индуктора. Высоковольтный вывод индуктора представляет собой проводящую шпильку с длиной выступающей части 110 мм, вставленную в герметизирующий (для отделения объема с элегазом) капролоновый изолятор.

Для минимизации емкостной связи высоковольтного вывода и делителя последний отнесен от шпильки на достаточно большое расстояние. Также два делителя расположены по разным сторонам от высоковольтных выводов, чтобы исключить их перекрестную связь. Учитывая физические размеры выводов, выход индуктора можно представить как источник импульсного напряжения с выходной индуктивностью ~250 нГн (индуктивность шпильки и гибкого проводника).

Далее имеет смысл оценить возможные значения C_1 и C_2 . Оценим максимальную величину емкости верхнего плеча, учитывая индуктивность этого плеча ~250 нГн. Приняв для оценки резонансную частоту в два-три раза больше, чем полоса частот тракта (30 МГц), получим, что C_1 должна быть не более 20–30 пФ.

Выражение для коэффициента ослабления K схемы на рис. 3 при условии, что $R_1 >> R_2$ и $C_2 >> C_1$:

$$K = \frac{R_{\rm l}C_2}{R_2C_1}.\tag{1}$$

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

Подставляя в (1) $R_2 = 50$ Ом, $C_1 = 20$ пФ и $R_1C_2 = 100$ мкс, получим $K \approx 10^5$, что приведет к ослаблению входного напряжения 22 кВ до уровня 0.22 В. Передать такое низкое напряжение без заметных искажений в условиях мощных импульсных помех не представляется возможным.

Крайне привлекательна "цифровая" схема, когла функции восстановления формы сигнала реализуются цифровым образом. Действительно. если сделать постоянную времени нижнего плеча 1-2 мкс, напряжение в линии будет 50-100 В, и его реально передать с малыми помехами и затем преобразовывать в цифровой вид. Очевидно, что малая постоянная времени нижнего плеча приведет к заметному дифференцированию сигнала, и система управления должна будет восстанавливать его исходную форму. Такой вариант предложен, например, в [14], однако в нашем случае проблемы этого способа заключаются в ином: вследствие того, что цифровой алгоритм должен использовать для всех измерительных каналов одни и те же константы, чтобы избежать путаницы из-за большого числа каналов, необходимо с погрешностью <1% выполнить два условия: $C_2/C_1 =$ $= K \approx \text{const} \ \text{и} \ C_2 R_2 = \tau \approx \text{const.} \ \Pi$ одстройка верхнего плеча нежелательна, так как потребует дополнительной номенклатуры высоковольтных подстроечных емкостей. С учетом возможности подстройки только нижнего плеча, а также того, что $R_2 = 50 \text{ Ом} \pm 0.1\%$, сформулированные выше условия означают, что путем изменения C_2 можно будет подстраивать либо коэффициент К, либо постоянную времени т.

Следует заметить, что сделать большими и постоянную времени ($R_1 + R_2$) C_2 , и передаваемое напряжение можно, выполняя согласование не на приемном, а на передающем конце, когда $R_1 = 50$ Ом, а R_2 делается достаточно большим. Такой способ анализируется в [15], где показано, что импульс передается с динамическими искажениями, вызванными работой на несогласованную линию, и для восстановления формы требуется применение весьма сложного цифрового алгоритма.

Есть и еще одно существенное обстоятельство почему "цифровые" способы неудобны: в реальной работе всегда есть желание использовать функционально законченный делитель без каких-либо дополнительных средств, когда его выход можно подключить непосредственно к осциллографу. Как впоследствии показала практика, такое свойство оказалось крайне полезным на этапе подстройки делителей, а при запуске установки активно использовалось.

Из приведенных рассуждений можно сделать вывод, что различные варианты схем с емкостными делителями близки по параметрам к желаемым, однако каждой из них присущи те или иные недостатки, не позволяющие получить приемлемые искажения формы, малый разброс коэффициентов, технологичность и удобство в работе. В этой связи целесообразно рассмотреть иные типы делителей.

3. РЕЗИСТИВНЫЕ И РЕЗИСТИВНО-ЕМКОСТНЫЕ ДЕЛИТЕЛИ

Резистивные делители с точки зрения точности коэффициента деления и технологичности выглядят более перспективными, так как разброс номиналов резисторов может быть в несколько раз меньше, чем разброс конденсаторов. Что же касается частотных свойств, то очевидно, что динамические искажения резистивного делителя зависят от сопротивления высоковольтного плеча. Чем оно меньше, тем меньше характерные постоянные времени, возникающие из-за собственных паразитных емкостей резисторов, а также емкостей на окружающие конструкции.

Из последних наиболее существенны емкости на высоковольтный вывод индуктора. Шпилька вывода имеет высоту h = 11 см, диаметр d = 1 см и располагается на расстоянии l = 7 см от делителя (см. рис. 4). Для оценки этой емкости представим делитель напряжения в виде проводящей пластины и воспользуемся формулой оценки емкости между цилиндром и плоскостью [16]:

$$C = 2\pi d\varepsilon \left[\operatorname{arch} \left(\frac{h}{l} \right) \right]^{-1} \approx 0.4 \ \mathrm{m}\Phi.$$
 (2)

Оценим наиболее простым и очевидным способом при каком сопротивлении верхнего плеча ошибкой за счет влияния емкости 0.4 пФ можно пренебречь. Здесь важно отметить, что для рабочих частот импеданс такой емкости велик, и она может рассматриваться как генератор тока. С учетом этого оценка тока, инжектируемого в резисто-

ры делителя, определится как
$$I_C = C \frac{dU_C}{dt} = 0.2$$
 А.

Ток, протекающий через резисторы делителя вследствие приложенного напряжения, должен быть больше емкостного тока по крайней мере в 300–400 раз. Легко посчитать, что при напряжении 25 кВ для создания такого резистивного тока сопротивление должно быть <0.5 кОм. В этом случае импульсная мощность на резисторах верхнего плеча превысит 10⁸ Вт.

Разумеется, это наиболее жесткая оценка. Понятно, что емкостный ток искажает лишь быстроменяющуюся часть сигнала делителя. Но реальный сигнал с длительностью на полувысоте около 100 нс практически не имеет плоской вершины, поэтому сделанная оценка достаточно правдоподобна. Полученные в оценках пиковые многократные нагрузки в состоянии выдержать лишь композитные резисторы, имеющие, как из-



Рис. 5. Выходной сигнал на резистивном (*1*) и резистивно-емкостном (*2*) делителе от емкостной наводки при амплитуде входного импульса 22 кВ.

вестно, крайне плохие характеристики по точности, стабильности и линейности. Пленочные резисторы, даже специальные высоковольтные резисторы столь малого номинала, деградируют.

Увеличение сопротивления верхнего плеча возможно лишь при уменьшении влияния конструкционных емкостей на высоковольтный вывод. Этого можно добиться, если использовать резистивно-емкостный делитель с емкостью в верхнем плече, существенно большей, чем конструкционная емкость. Резистивно-емкостный делитель также можно сделать из промышленных компонентов.

Для проверки насколько уменьшится влияние емкостной наводки в обсуждаемой конструкции резистивно-емкостного делителя были проведены измерения, в которых использовались два образца: резистивный делитель с сопротивлением верхнего плеча 50 кОм и резистивно-емкостный делитель с таким же сопротивлением и емкостью верхнего плеча 20 пФ. Вход каждого делителя отключался от высоковольтного терминала и закорачивался на корпус индуктора.

Результаты измерений представлены на рис. 5. Из осциллограмм видно, что амплитуда наводки на резистивно-емкостный делитель в 10–15 раз меньше и не имеет характера дифференцирования на фронтах.

Известно, что отсутствие частотной зависимости коэффициента деления в резистивно-емкостном делителе достигается при соблюдении равенства постоянных времени верхнего и нижнего плеч. Как и для схемы на рис. 3, это накладывает достаточно жесткие требования на разброс номиналов элементов делителя. Однако и для резистивно-емкостного делителя можно предусмотреть подстройку емкости нижнего плеча.

Продолжим анализ резистивно-емкостных делителей, предполагая на данном этапе, что требования по малому разбросу коэффициентов деле-



Рис. 6. Схема резистивно-емкостного делителя с паразитными индуктивностями. Резистор 2 Ом отражает эквивалентный импеданс источника сигнала.

ния и искажению полочки выполнимы. Рассмотрим резонансные свойства схемы, представленной на рис. 6.

В схеме присутствуют два последовательных резонансных контура. Первый резонанс вызван индуктивностью и емкостью нижнего плеча. Его частота находится в рабочей полосе, в связи с чем трапецеидальный сигнал на выходе такого делителя имеет резко выраженный колебательный характер. Резонансная частота верхнего плеча, образованная паразитной индуктивностью высоковольтного вывода и эквивалентной емкостью делителя, равна 80 МГц, что также не слишком далеко от рабочего диапазона.

С целью снижения влияния паразитных резонансов на переходную характеристику была предложена схема комбинированного резистивно-емкостного делителя (рис. 7). За счет уменьшения емкости нижнего плеча его резонансная частота переместилась за 200 МГц. В то же время резистивный делитель, который является частью нижнего плеча и позволяет сохранить нужный коэффициент деления, не вносит частотных искажений, поскольку проходная емкость резистора 5.1 кОм менее 0.1 пФ.

Однако в таком делителе преобладающим становится влияние резонанса верхнего плеча. Кардинально снизить добротность резонансного контура в верхнем плече и "выгладить" переходную характеристику позволяет добавочный резистор *R*_d, включенный последовательно с проводом, подводящим высоковольтный импульс. Номинал резистора R_d должен удовлетворять нескольким условиям: 1) постоянная времени цепи, образованной резистором R_d и емкостью верхнего плеча, должна быть 5 нс (30 МГц), чтобы не искажать форму сигнала; 2) не вносить погрешности в статический коэффициент, т.е. его максимальный номинал должен быть не более 56 Ом; 3) способность выдерживать импульсные напряжения до 1.5 кВ и импульсный ток 10 А, протекающий во время фронта через емкости. Исходя из перечис-



Рис. 7. Схема комбинированного резистивно-ем-костного делителя.

ленного, оптимальным является использование композитных резисторов типа ТВО с номиналом 51 Ом и с рассеваемой мощностью 1–2 Вт.

Делитель, показанный на рис. 7 с добавочным резистором 50 Ом, демонстрирует гладкую переходную характеристику (рис. 8). Кроме того, у него есть важное свойство: равенство постоянных времени с погрешностью 0.3% можно подстраивать не емкостью нижнего плеча, а резистором 5.1 кОм, что намного технологичнее. Если же найти и использовать конденсаторы с подгонкой 1%, то будут выполнены требования и по разбросу коэффициентов.

Подводя итог представленному выше анализу различных типов высоковольтных делителей, можно сделать вывод, что последний из рассмотренных вариантов наиболее привлекателен, так как для него представляется вполне реальным выполнить все требования, сформулированные в разделе 1.

Для детального анализа реализуемости последней схемы необходимо рассмотреть характеристики доступных на рынке высоковольтных конденсаторов и резисторов.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЕЛИТЕЛЯ

Для получения гладкой переходной характеристики в делителе следует применять конденсаторы и резисторы с минимальной собственной индуктивностью. Этому требованию полностью отвечают компоненты для поверхностного монтажа (SMD).

Типовым для высоковольтных конденсаторов является корпус SMD1812, рассчитанный на максимальное постоянное напряжение до 3 кВ. Изучение параметров конденсаторов различных компаний показало, что наиболее подходят для данной задачи конденсаторы серии OMD компании Vishay/Vitramon. Конденсаторы OMD с диэлектриком NP0 имеют малый разброс номиналов ($\pm 1\%$), низкий температурный коэффициент (± 30 ppm/C°) и зависимость емкости от приложенного напряжения



Рис. 8. Переходная характеристика с $R_d = 50$ Ом, измеренная при малых напряжениях.

по данным производителя <1% в диапазоне до $3 \times B$ [17].

При воздействии импульса с амплитудой до 27 кВ и фронтом 50 нс через емкости делителя на нарастающем и спадающем фронтах протекает ток до 10 А. Вследствие того, что для керамики NP0 в корпусе SMD1812 максимальный рекомендуемый ток составляет 8 А, емкость высоковольтного плеча собрана из двух параллельных линеек конденсаторов, каждая из которых состоит из 10 последовательно соединенных конденсаторов 100 пФ. В нижнем плече устанавливаются два таких же конденсатора.

Сопротивление высоковольтного плеча также составлено из 10 последовательно соединенных резисторов, рассчитанных на импульсное напряжение 3 кВ. Для резисторов с таким рабочим напряжением типовым форм-фактором является SMD2512.

В делителе используются резисторы из оксида рутения фирмы Nicrom Electronic типа HVC. Коэффициент по напряжению этого типа резисторов не более 0.8 ppm/В и специфицируется для полного диапазона напряжений, т.е. до 3 кВ. Температурный коэффициент 25 ppm/°С и разброс номиналов $\pm 0.25\%$ вполне удовлетворяют нашим требованиям [18].

При проектировании делителя следовало учитывать, что при протекании больших токов через пленочные резисторы в корпусе SMD2512 они могут деградировать под воздействием большой энергии, выделяемой в теле резистора. Экспериментальным путем было выяснено, что минимальный номинал резисторов, при котором деградация не обнаруживалась, 5.1 кОм.

На рис. 9 приведена подробная схема делителя, а из рис. 10 можно получить представление о его конструкции.



Рис. 9. Детальная схема делителя. $C_1 - C_{22} = 100 \text{ п}\Phi \pm 1\%$, $R_1 - R_{11} = 5.1 \text{ кОм} \pm 0.25\%$, $R_d = 50 \text{ Ом}$, $R_{adj} = 220-1000 \text{ кОм}$.

Напомним, что к искажению полочки трапецеидального сигнала на выходе (колебательность и наклон) предъявляются более жесткие требования $(\pm 0.3\%)$, чем к разбросу коэффициента $(\pm 1\%)$. Поэтому на этапе тестирования делителей правильнее подстраивать искажение полочки в расчете на то, что разброс коэффициентов ослабления, определяемый в основном отношением емкостей, не выйдет за $\pm 1\%$. В предыдущем разделе отмечалось, что это удобно делать, подстраивая резистор 5.1 кОм. Подстройка выполняется с помощью подключаемого параллельно дополнительного сопротивления в несколько сотен килоом. Так как это значение на два порядка больше, чем 5.1 кОм, то единственным требованием, предъявляемым к резистору подстройки, является его способность выдерживать напряжения до 3 кВ. Для коррекции делителя используются резисторы общего назначения компании Panasonic со следующими параметрами: корпус SMD2512, отклонение $\pm 1\%$, температурный коэффициент 100 ppm/°C [19].

Важно отметить еще одно полезное свойство делителя, собранного из последовательно включенных секций. Такая схема допускает при необходимости "тонкую" подстройку коэффициента. Так, например, конденсатор 5 пФ, включенный дополнительно в одной из секций, изменит коэффициент на $2.5 \cdot 10^{-3}$, а в двух секциях — на $5 \cdot 10^{-3}$.

При оценке температурной зависимости надо принимать во внимание, что резисторы и конденсаторы верхнего и нижнего плеч взяты из одних партий, одного номинала и к тому же имеют схожие температурные зависимости и близкие температурные коэффициенты. Отличие постоянных времени верхнего и нижнего плеч делителя,





Рис. 10. Плата делителя со стороны конденсаторов и делитель в сборе.

обуславливающее искажение формы сигнала, в данном случае будет определяться разницей температурных коэффициентов отдельных элементов и составит несколько ppm/°C, что не является сколь-либо существенным.

Большее влияние температуры на коэффициент деления будет определяться поведением цепи, образованной сопротивлениями R_{11} и $R_{out} = 51$ Ом. Данные резисторы имеют близкие температурные коэффициенты (±25 ppm/°С), но различаются по типу и номиналу, поэтому возможен их уход в разные стороны. В таком случае типовой дрейф коэффициента составит ±35 ppm/°C, а максимальный ±50 ppm/°C.

5. СПОСОБЫ ТЕСТИРОВАНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЕЛИТЕЛЕЙ

Вследствие того, что удовлетворительный с метрологической точки зрения трапецеидальный импульс высокого напряжения получить практически нереально, подстройка переходной характеристики и определение коэффициента ослабления делителей при массовом тестировании выполнялись на низком напряжении. Такой подход обоснован благодаря тому, что в делителе применены компоненты, имеющие малую зависимость номиналов от напряжения. В дальнейшем данные, полученные при малых напряжениях, сравнивались с результатами при работе с высоковольтными сигналами.

Для тестирования большого количества делителей был изготовлен стенд, структура которого представлена на рис. 11. Генератор Keysight 33522B [20] формирует импульс с амплитудой 10 В, длительностью 4 мкс и фронтом 50 нс (по уровню 10–90%). Сигнал подается на вход тестируемого делителя, а через аттенюатор -20 дБ подключается к одному из входов осциллографического модуля ADC4x250 с установленной шкалой ±2 В. Этот референсный канал необходим для измерения установившегося значения сигнала. Аттенюатор имеет полосу 0-6 ГГц, в связи с чем мы посчитали допустимым определить его точный коэффициент ослабления на постоянном напряжении, предполагая, что для частот от нуля до 30 МГц коэффициент будет таким же.

Кратко опишем ADC4x250, который использовался как основной калибровочный элемент. Это устройство представляет собой 4-канальный осциллографический модуль с частотой выборки 250 МГц, разрешением 12 бит, среднеквадратичной величиной шума 0.8 кванта, эффективной разрядностью 10 бит @ 11 МГц [21]. В модуль встроен цифроаналоговый преобразователь калибровки, вследствие чего ошибка масштаба не превышает ± 1 квант, а ошибка сдвига нуля <0.5 кванта. Полоса частот модуля 0–80 МГц, имеется четыре диапазона входных сигналов: от ± 0.5 до ± 4 В.

Выходной сигнал делителя с амплитудой около 4.5 мВ подается на другой вход ADC4x250. В этом канале шкала перестроена со штатной величины ± 0.5 В на более чувствительную ± 0.17 В. Нетрудно подсчитать, что на такой модифицированной шкале вес кванта 0.083 мВ, поэтому на сигнал в 4.5 мВ приходится всего 54 отсчета, что явно недостаточно для точного измерения параметров делителя. Для более точного определения амплитулы малого сигнала можно использовать усреднение по 100-200 реализациям зарегистрированных осциллограмм, что на первый взгляд обосновано вследствие собственного шума ADC4x250, достигающего от пика до пика 3-4 кванта. Однако к подобным статистическим приемам следует прибегать лишь, будучи уверенным, что шум имеет симметричное распределение, а дифференциальная нелинейность аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.) модуля в зоне измеряемого сигнала не превышает 0.2-0.3 кванта.

Эффективность усреднения с целью повышения точности проверялась следующим образом. Был взят делитель с коэффициентом 2227, измеренным при размахе сигнала 10 В. Амплитуда на входе варьировалась на 20%, чтобы немного сместиться по характеристике преобразования а.ц.п. Используя процедуру усреднения по 1000 реализациям, определялись отношения входного и выходного сигналов для нескольких значений амплитуд. Шаг перестройки выбран 0.2 В, что приблизительно соответствует величине кванта, умноженного на коэффициент ослабления. По-



Рис. 11. Схема стенда для тестирования делителей.

лученные коэффициенты при вариации амплитуды импульса на входе таковы:

$V_{\rm in},$	10	9.8	9.6	9.4	9.2	9	8.8	8.6	8.4	8.2
В										
K	2227	2231	2230	2218	2213	2218	2228	2233	2228	2215

Их анализ показывает, что абсолютная погрешность определения коэффициента деления с помощью процедуры усреднения менее 0.9%, поэтому применение ADC4x250 и процедуры усреднения вполне допустимы.

На первом этапе тестирования выполнялась подстройка переходной характеристики делителей. Сигнал, зарегистрированный с выхода делителя, совмещался с сигналом референсного канала таким образом, чтобы совпадали линии нуля обоих сигналов и значения амплитуд при времени 3 мкс, где коэффициент делителя приобретает статическую величину. Эта подгонка выполняется программным образом. Далее наложенные друг на друга сигналы сравниваются при времени 100 нс, и по отклонению полочки рассчитывается сопротивление *R*_{adj}.

Здесь важно отметить, что до подстройки постоянная времени нижнего плеча всегда больше примерно на 0.3-1% постоянной времени верхнего плеча. Поэтому полочка переходной характеристики до подстройки всегда имеет нарастающий ("интегрирующий") характер. Добавление резистора R_{adj} с нужным номиналом выравнивает постоянные времени. На рис. 12а и 126 показана растянутая по вертикали в 20 раз полочка переходной характеристики до подстройки и после подстройки соответственно.

Следующим этапом является определение коэффициента ослабления. Для этого определяются средние значения входного и выходного сигналов в интервале от 100 до 200 нс импульса с длительностью 300 нс. Отношение этих величин и дает значение коэффициента. Гистограмма, демонстрирующая разброс коэффициентов, показана на рис. 13. Средний коэффициент деления составляет 2211 с максимальным отклонением ±0.6%, что обусловлено разбросом конденсаторов емкост-



Рис. 12. Полочка переходной характеристики с увеличением в 20 раз до компенсации (**a**) и после компенсации (**б**). Плавный выход на полочку в районе 500 нс объясняется формой импульса с генератора. Одно деление по вертикали – 0.05 мВ (~1% от амплитуды).

ной ветви. В сборках из восьми делителей отклонение коэффициента менее $\pm 0.2\%$.

6. ПРОВЕРКА ДЕЛИТЕЛЕЙ ПРИ НОМИНАЛЬНОМ ВХОДНОМ НАПРЯЖЕНИИ

Как отмечалось, номиналы применяемых в делителе резисторов и конденсаторов имеют очень слабую зависимость от приложенного напряжения, что дало основания подстраивать и тестировать делители при низком напряжении. Тем не менее, была выполнена проверка работы делителей при типовых рабочих напряжениях и видах сигналов. С этой целью сигналы, получаемые на экспериментальном стенде для исследования индукторов, измерялись с помощью высоковольтного пробника P6015A (Tektronix) и разработанного делителя. Основные параметры пробника [7]: рабочее напряжение (импульсное) до 40 кВ; коэффициент ослабления 1000 ± 3%; полоса частот — 75 МГц; линейность 0.18 ppm/В.

Сначала сравнивались формы сигналов. Для этого выход делителя коротким кабелем (2 м)



Рис. 13. Разброс коэффициентов в партии из 500 делителей.

подключался к входу *А* осциллографа с сопротивлением 50 Ом. На вход *В* подключался высоковольтный пробник P6015А. Чувствительность канала *А* с помощью плавной подстройки подбиралась так, чтобы совпали амплитуды сигналов. Из полученных осциллограмм (рис. 14) видно, что динамические характеристики делителя не отличаются от характеристик более широкополосного высоковольтного пробника.

Следующим шагом было вычисление коэффициента ослабления делителя. Для пояснения метода определим следующие переменные: $U_{\rm BX}$ – входное напряжение, $U_{\rm дел}$ – сигнал делителя, измеряемый осциллографом, $U_{\rm проб}$ – сигнал пробника, измеряемый осциллографом, $K_{\rm дел}$, $K_{\rm проб}$ – коэффициенты ослабления делителя и пробника соответственно, $k_{\rm п}$ – коэффициент, с помощью которого учитывается подгонка канала A на осциллографе к каналу B.



Рис. 14. Сравнение сигналов делителя (*1*) и пробника P6015A (*2*). Для наглядности сигналы обоих каналов смещены друг относительно друга по времени.

Учитывая равенство сигналов *A* и *B*, выполняемое с помощью плавной подстройки, можно написать: $U_{\text{проб}} = k_n U_{\text{дел}}$, откуда

$$k_{\rm m} = \frac{U_{\rm npo6}}{U_{\rm nen}} = \frac{U_{\rm BX}K_{\rm den}}{K_{\rm npo6}U_{\rm BX}}.$$
 (3)

Так как значения измеренных $U_{проб}$ и $U_{дел}$ известны, то можем вычислить $K_{дел}$:

$$K_{\text{дел}} = k_{\text{п}} K_{\text{проб}} = \frac{U_{\text{проб}}}{U_{\text{пел}}} K_{\text{проб}}.$$
 (4)

В выражениях (3) и (4) присутствует коэффициент передачи пробника Р6015А, значение которого желательно знать точнее, чем 0.5%. Так как компания-изготовитель указывает коэффициент ослабления с погрешностью ±3%, то авторы решили воспользоваться высокой линейностью пробника, составляющей 0.18 ppm/В, и измерить ослабление Р6015А на низком напряжении. Коэффициент ослабления измерялся на постоянном напряжении, что обосновано, так как было получено хорошее совпадение в динамике создаваемого делителя и пробника. Это свидетельствует об отсутствии частотной зависимости для обоих устройств. Полученный коэффициент К_{проб}(1006) и массивы данных $U_{\text{проб}}$ и $U_{\text{дел}}$ были подставлены в формулу для $K_{\text{дел}}$, откуда получено $K_{\text{дел}} = 2227$. Коэффициент ослабления этого же делителя, измеренный по описанной в разделе 5 методике, составил 2217.

Итак, основные характеристики разработанного делителя:

– рабочее напряжение – до 30 кВ;

– коэффициент деления (средний) – 2211;

— разброс коэффициентов деления (мин-макс) $\pm 0.6\%$;

 разброс средних коэффициентов деления сборок из 8 шт. (погрешность определения энергии) ±0.2%;

— температурная зависимость коэффициентов: типовая ± 35 ppm/°C, максимальная ± 50 ppm/°C;

искажение полочки <0.3%;

- полоса частот 30 МГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан функционально законченный делитель высоковольтных импульсных сигналов. Около 500 изготовленных делителей применяются в системе осциллографического мониторинга ускорителя ЛИУ-20. Созданный делитель соответствует достаточно широкому набору требований, задаваемых оптикой ускорителя, конструкцией высоковольтных узлов установки, необходимым количеством делителей, их радиационной стойкостью, технологичностью. Конструкция делителя, базирующаяся на печатной плате и промышленных высоковольтных компонентах, позволила изготовить делители с разбросом коэффициента $\pm 0.6\%$ и искажением полочки трапецеидального сигнала с длительностью 300 нс менее 0.3%. После нескольких месяцев эксплуатации часть делителей была протестирована повторно на стенде, и какой-либо деградации параметров обнаружено не было. Возможности делителей позволяют использовать их и в иных подобных работах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны многим сотрудникам ИЯФ СО РАН, принимавшим участие в изготовлении и тестировании делителей на экспериментальных стендах и ускорителе.

Особую признательность выражаем бывшему сотруднику ИЯФ А. Смирнову — автору программы моделирования электронных схем NL5, активно применявшейся в работе [22].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И.* Линейные индукционные ускорители. М.: Атомиздат, 1978.
- Akimov A., Bak P., Batrakov A., Chernitsa A., Khrenkov S., Nikitin O., Pavlov O., Petrov D., Zhelezkin D., Zhivankov K. // Proceedings of 21st International Conference on Pulsed Power. Brighton, UK. 2017. https://doi.org/10.1109/PPC.2017.8291336
- Fatkin G., Baluev A., Bekhtenev E., Kotov E., Ottmar A., Pavlenko A., Panov A., Senchenko A., Serednyakov S., Batrakov A., Macheret Ya., Mamkin V., Shtro K., Selivanov A., Selivanov P., Singatulin S. // Proceedings of ICALEPCS 2017. Barcelona, Spain. 2017. P. 1485. https://doi.org/10.18429/JACoW-ICALEPCS2017-THPHA052
- Штро К.С. // Интеллектуальный потенциал Сибири: материалы 25-й Межвузовской (Региональной) научной студенческой конференции (МНСК-2017). Новосибирск, 2017. С. 51.
- Техническое описание высоковольтного аттенюатора MODEL 202. https://barthelectronics.com/wpcontent/uploads/2012/01/16-Attenuator-202-rev1.pdf
- Техническое описание высоковольтного аттенюатора HVAT50K. https://www.montena.com/fileadmin/technology_tests/documents/data_sheets/Data_sheet_H-VAT high voltage attenuator.pdf
- Техническое описание высоковольтного пробника P6015A;
 - https://download.tek.com/manual/070822305.pdf
- 8. *Tonis Hobejogi, Juergen Biela //* Proceedings of 2011 IEEE Pulsed Power Conference. Chicago, IL, USA. 2011.
- 9. Jiheon Ryu, Hae-Ok Kwon, Seung Hyuk Park, Dong Woo Yim // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 2016. № 3. P. 680. https://doi.org/10.1109/TIM.2015.2510551
- 10. DeHope W.J., Kihara R., Ong M.M., Zentler J.M. // Proceedings of 16th IEEE International Pulsed Power

Conference. New Mexico, USA. 2007. P. 1261. https://doi.org/10.1109/PPPS.2007.4346061

- 11. DeHope W.J., Goerz D.A., Kihara R., Ong M.M., Vogtlin G.E., Zentler J.M. // Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference. Knoxville, TN, USA. 2005. P. 2455. https://doi.org/10.1109/PAC.2005.1591143
- 12. Ekdahl C., Abeyta E.O., Bender H., Broste W., Carlson C., Caudill L., Chan K.C.D., Chen Y.J., Dalmas D., Durtschi G., Eversole S., Eylon S., Fawley W., Frayer D., Gallegos R. et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. № 2. P. 892. https://doi.org/10.1109/TPS.2005.845115
- 13. Ekdahl C., Abeyta E.O., Bartsch R., Caudill L., Chan K.C.D., Dalmas D., Eversole S., Gallegos R., Harrison J., Holzscheiter M., Johnson J., Jacquez E., McCuistian B.T., Montoya N., Nath S. et al. // Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference. Knoxville, TN, USA. 2005. P. 19. https://doi.org/10.1109/PAC.2005.1590348

14. Исакова Ю.И., Пушкарев А.И., Холодная Г.Е. // ПТЭ. 2011. № 2. С. 39.

- 15. Фатькин Г.А. Дис. ... канд. тех. наук: 01.04.20. Ин-т ядерной физики СО РАН, Новосибирск. 2012. 117 с.
- 16. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
- 17. Техническое описание высоковольтных конденсаторов Vishav Vitramon. https://www.vishay.com/docs/45198/vjomd.pdf
- 18. Техническое описание высоковольтных резисторов Nicrom Electronic. http://www.high-voltage-resistors.com/datasheets/high-voltage-chip-resistorshvc.pdf
- 19. Техническое описание резисторов Panasonic. https://industrial.panasonic.com/cdbs/www-data/pdf/RDA0000/AOA0000C304.pdf
- 20. Техническое описание генератора 33522А. https://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5990-5914EN.pdf
- 21. Kotov E.S., Batrakov A.M., Fatkin G.A., Pavlenko A.V., Shtro K.S., Vasilyev M.Yu. // Proceedings of RuPAC2016. St. Petersburg, Russia. 2016. P. 721. https://doi.org/10.18429/JACoW-ICALEPCS2017-THMPL09
- 22. https://nl5.sidelinesoft.com/

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.314.1

РАБОТА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ ПРИ ИХ ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ВКЛЮЧЕНИИ

© 2020 г. Д. Н. Огородников^{*a*,*}, В. В. Гребенников^{*a*}, И. С. Фадеев^{*b*}, Е. В. Ярославцев^{*a*}

^а Национальный исследовательский Томский политехнический университет Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30 ^bOOO "Транснефть-Восток" Россия, 665734, Братск Иркутской обл., ж.р. Энергетик, ул. Олимпийская, 14 *e-mail: ogorodnikov@tpu.ru Поступила в редакцию 30.10.2019 г. После доработки 30.10.2019 г. Принята к публикации 01.11.2019 г.

Показана возможность уменьшения установленной мощности конденсаторов фильтров, т.е. произведения действующих значений напряжения и тока конденсатора к мощности нагрузки преобразователя постоянного напряжения. Для экспериментального исследования использовался преобразователь постоянного напряжения понижающего типа мощностью 40 Вт. Разработана математическая модель и проведено исследование изменения установленной мощности для компонентов преобразователя в зависимости от коэффициента заполнения и количества ячеек преобразователя. Представлены расчетные и экспериментальные зависимости от коэффициента заполнения при различных количествах используемых ячеек преобразователя постоянного напряжения: установленных мощностей конденсаторов входного и выходного фильтра, действующей величины входного тока. Получено соответствие расчетных и экспериментальных значений с погрешностью не более 10%.

DOI: 10.31857/S0032816220020160

Для построения источников питания электронной аппаратуры широко используются импульсные преобразователи постоянного напряжения (п.п.н.). Их используют в качестве и стабилизаторов напряжения, и стабилизаторов тока. Такие преобразователи обладают высоким коэффициентом полезного действия и малыми массогабаритными параметрами. Некоторым типам п.п.н. (например, понижающему) присущ прерывистый характер тока, потребляемого из первичного источника. В связи с этим данные преобразователи всегда имеют фильтр во входной цепи, обычно емкостный [1].

Причиной необходимости емкостного фильтра на входе даже маломощного преобразователя является то обстоятельство, что первичный источник преобразователя всегда обладает выходным сопротивлением конечной величины. При прерывистом характере потребления тока на выходном сопротивлении образуется переменная составляющая напряжения, которая, складываясь с э.д.с. источника, создает пульсации. Амплитуда пульсаций зависит как от величины выходного сопротивления, так и от потребляемого из первичного источника тока [2]. Введение емкостного фильтра позволяет свести к минимуму амплитуду пульсаций, причем величина необходимой емкости зависит только от действующей величины потребляемого тока. В свою очередь, действующая величина потребляемого тока может быть много больше средней величины, например, при низком коэффициенте заполнения, т.е. при передаче в нагрузку преобразователя одной и той же мощности величина необходимой емкости фильтра может существенно различаться.

В данной работе сообщается о возможности уменьшения действующей величины входного тока и установленной мощности для конденсаторов входного фильтра и фильтра на выходе при неизменности характеристик преобразователя в целом, если использовать несколько п.п.н. в параллельном включении при синхронизации управляющих ими сигналов между собой. Как следствие, имеется возможность уменьшения емкостей указанных конденсаторов и стоимости преобразователя в целом. Параллельная работа преобразователей постоянного напряжения используется, например, при построении источников питания для процес-



Рис. 1. Принципиальная схема исследуемого преобразователя. T_1 , T_2 – IRF5305; D_1 , D_2 –30BQ100; Tp1, Tp2 – трансформаторы тока; $R_{\rm H} = 1-9$ Ом; A_1 – амперметр (цифровой мультиметр Mastech M890D, погрешность ±3% при измерении действующего значения тока); $U_{\rm BX} = 20$ В.

соров, промежуточных звеньев в устройствах заряда емкостных накопителей и др. [3–6].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования и численных расчетов преобразователя, полученные на основе моделирования в среде MathCAD.

ОПИСАНИЕ ИССЛЕДУЕМОГО УСТРОЙСТВА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Схема исследуемого преобразователя приведена на рис. 1. Преобразователь представляет собой два базовых понижающих п.п.н., объединенных по входу, по выходу и по общему проводу. Для развязки емкости C_{вх} от фильтрового конденсатора на выходе первичного источника C_{ϕ} использован дроссель L_{ϕ} индуктивностью 2 мГн. В качестве силовых ключей использовались MOSFETтранзисторы IRF5305 с каналом *р*-типа, что позволило управлять силовыми ключами импульсами положительной полярности относительно общего провода. Диоды D_1 , D_2 являются диодами Шоттки, что позволило повысить частоту переключения силовых ключей до 100 кГц. Дроссели L_1, L_2 выполнены на сердечнике EFD20 фирмы EPCOS из материала N87 с зазором $\delta = 0.6$ мм, с количеством витков w = 36. Намотка дросселей производилась проводом ПЭТВ-2 диаметром d == 0.5 мм в 2 слоя, поэтому максимальный действующий ток, протекающий по обмотке дросселей, не вызывающий перегрева обмоток свыше 70° С, может составлять 3 А.

Для измерения формы и значения токов конденсаторов $C_{\text{вх}}$ и $C_{\text{вых}}$ использованы трансформаторы тока *Tp1* и *Tp2* соответственно, изготовленные на кольцевых сердечниках K10 × 6 × 3 из материала M2000HM1. Намотка трансформаторов тока осуществлялась проводом ПЭТВ-2 диаметром d = 0.2 мм, количество витков $w_1 = 1$, $w_2 = 75$. Токи конденсаторов, пересчитанные во вторичные обмотки, протекают по резисторам R_1 и R_2 , включенным параллельно вторичным обмоткам трансформаторов тока. Напряжения на указанных резисторах являются главными информативными сигналами устройства в проводимом исследовании.

Система управления (*СУ*) представляет собой генератор прямоугольных импульсов амплитудой $U_{m1} = U_{m2} \approx U_{Bx}$, следующих с частотой 75 кГц, с возможностью внешней регулировки длительности импульсов в пределах $T_{\mu} = (0.1-0.9)T$, где T – период. При этом необходимо подстраивать величину $R_{\rm H}$ для сохранения величины $I_{\rm H}$ постоянной и равной 2 А. Импульсы U_1 и U_2 имеют между собой фазовый сдвиг $\Delta T = T/2$.

Электрические сигналы регистрировались цифровым осциллографом PDS-5022S.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИССЛЕДУЕМОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Математическая модель преобразователя создана с учетом следующих допущений:

1) величина пульсаций входного напряжения и напряжения на нагрузке приравнена к нулю, т.е. конденсаторы $C_{\rm BX}$ и $C_{\rm BMX}$ имеют бесконечно большую емкость;

2) паразитные параметры компонентов не учитываются;

3) дроссели L_1 и L_2 всегда находятся в режиме непрерывных токов;

4) влиянием емкости C_{ϕ} пренебрегается.

Результатами вычислений являются зависимости входного действующего тока $I_{\text{вх д}}$ и установленной мощности *S* конденсаторов $C_{\text{вх}}$ и $C_{\text{вых}}$ от коэффициента заполнения импульсов управления γ .

Основой математической модели является описание зависимости $I_{\rm Bx}(t)$ при помощи единичной функции Хевисайда $\Phi(t)$. Зависимость справедлива для первых двух периодов управляющего

воздействия, но может распространяться и на большие интервалы при увеличении верхнего предела суммы:

$$I_{\rm BX}(t) = \sum_{n=1-N}^{2N-1} \left\{ \left[\left(t - \frac{nT}{N} \right) - \frac{\gamma T}{2} \right] \frac{U(1-\gamma)}{LI_{\rm H}} N + 1 \right\} \times (1) \\ \times \frac{I_{\rm H}}{N} \Phi \left(t - \frac{nT}{N} \right) \Phi \left(\frac{nT}{N} + \gamma T - t \right),$$

где T — период функции; N — количество п.п.н., включенных параллельно; γ — коэффициент заполнения импульсов управления; U — входное напряжение преобразователя; L — индуктивность дросселей L_1 и L_2 ; $I_{\rm H}$ — ток нагрузки преобразователя.

Используя (1), можно провести последовательные вычисления всех необходимых зависимостей и величин:

$$I_{\rm BX \ cp} = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} I_{\rm BX}(t) dt,$$
 (2)

$$I_{C_{\rm BX}}(t) = I_{\rm BX}(t) - I_{\rm BX \ cp},$$
(4)

$$I_{C_{\rm BX}, \pi} = \sqrt{\frac{1}{T}} \int_{0}^{T} I_{C_{\rm BX}}^{2}(t) dt, \qquad (5)$$

$$S_{C_{\text{BX}}} = \frac{I_{C_{\text{BX}}, \mu}U}{P_{\mu}} = \frac{I_{C_{\text{BX}}, \mu}U}{I_{\mu}U\gamma} = \frac{I_{C_{\text{BX}}, \mu}}{I_{\mu}\gamma}.$$
 (6)

Для вычислений использовалась среда Math-CAD, вычисления проводились по (2)–(6) подстановкой (1) в эмпирическом виде, так как вывод конечных формул представляет собой трудоемкую задачу, не являясь необходимым условием построения математической модели. По результатам вычислений получены зависимости $I_{\text{вх д}}(\gamma)$ и $S_{C_{\text{вх }}}(\gamma)$ для нескольких значений N при изменении γ в пределах 0.01–0.99. В данном случае были построены зависимости для N = 1, 2, 3.

Для определения установленной мощности конденсатора $C_{\text{вых}}$ необходимо определить выражения для тока дросселей L_1 , L_2 (в общем случае L_N). В описываемой математической модели применены выражения следующего вида:

1

$$I_{Lup}(t) =$$

$$= \sum_{n=1-N}^{2N-1} \left\{ \left[(t-nT) - \frac{\gamma T}{2} \right] \frac{U(1-\gamma)}{LI_{\rm H}} N + 1 \right\} \times (7)$$

$$\times \frac{I_{\rm H}}{N} \Phi(t-nT) \Phi(nT+\gamma T-t),$$

$$I_{L \ down}(t) =$$

$$= \sum_{n=1-N}^{2N-1} \left\{ \left[\frac{T(1-\gamma)}{2} - (t-nT-\gamma T) \right] \frac{U\gamma}{LI_{\rm H}} N + 1 \right\} \times (8) \times \frac{I_{\rm H}}{N} \Phi(t-nT-\gamma T) \Phi(nT+T-t),$$

$$I_{L \ i}(t) = I_{L \ up} \left(t - \frac{(i-1)T}{N} \right) + I_{L \ down} \left(t - \frac{(i-1)T}{N} \right), \quad (9)$$

где $I_{Lup}(t)$ — временная зависимость тока дросселя для интервала нарастания, $I_{L down}(t)$ — временная зависимость тока дросселя для интервала спада, $I_{Li}(t)$ — полная временная зависимость тока дросселя в ячейке *i* (при общем количестве ячеек, равном *N*).

Подставляя необходимые значения N и *i* и используя (9), можно получить полную временную зависимость для тока дросселя любой из ячеек преобразователя.

Определение установленной мощности конденсатора $C_{\text{вых}}$ осуществляется подстановкой (9) в следующие выражения:

$$I_{C_{\text{BMX}}}(t) = \left(\sum_{i=1}^{N} I_{Li}(t)\right) - I_{\text{H}},$$
 (10)

$$I_{C_{\text{BMX}},\pi} = \sqrt{\frac{1}{T}} \int_{0}^{T} I_{C_{\text{BMX}}}^{2}(t) dt, \qquad (11)$$

$$S_{C_{\text{BMX}}} = \frac{I_{C_{\text{BMX}}, \mathcal{I}} \gamma U}{P_{\text{H}}}.$$
 (12)

Как и ранее, вычисления проводились подстановкой (9) в эмпирическом виде. По результатам вычислений строится зависимость $S_{C_{\text{вых}}}(\gamma)$ для нескольких значений N при изменении γ в пределах 0.01–0.99.

Для приведения математической модели преобразователя в соответствие исследуемому устройству индуктивность L_N принята величиной постоянной независимо от количества ячеек, а минимальный коэффициент запаса по индуктивности, в случае трех ячеек, $B_{\min} = (L_N/L_{\text{кр}}) = 2$, где величина критической индуктивности $L_{\text{кр}}$ вычисляется для $\gamma = 0.5$:

$$L_{\rm kp} = \frac{UTN\gamma(1-\gamma)}{2I_{\rm H}} = \frac{UT \cdot 3 \cdot 0.5(1-0.5)}{2I_{\rm H}} = \frac{3}{8} \frac{UT}{I_{\rm H}}.$$
(13)

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И РАСЧЕТОВ

На рис. 2 в одном масштабе приведены теоретические сфазированные диаграммы входного тока преобразователя для случаев N = 1, 2, 3 и ко-

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020


Рис. 2. Временные диаграммы входного тока при различном количестве ячеек.

эффициента заполнения импульсов управления $\gamma = 0.4 = \text{const}$, построенные по (1). Ток нагрузки имеет одну и ту же величину для всех трех случаев, поэтому средняя величина входного тока тоже одинакова, что показано на диаграмме. Согласно (4), диаграмму тока входного конденсатора $I_{C_{\text{вх}}}(t)$ можно получить смещением диаграммы $I_{\text{вх}}(t)$ вниз по оси ординат на величину $I_{\text{вх ср}}$. Поэтому по диаграмме на рис. 2 можно оценивать величину как действующего входного тока, так и действующего тока конденсатора $C_{\text{вх}}$.

Уже при N = 2 (диаграмма $I_{BX2}(t)$) почти в 2 раза уменьшается амплитуда входного тока с последу-

ющим из этого уменьшением $I_{\text{вх д}}$ и $I_{C_{\text{вх д}}}$. При N=3 входной ток становится непрерывным, что связано с выполнением неравенства $\gamma > 1/N$, определяющего прерывистым является входной ток или непрерывным. Другими словами, при $\gamma > 1/N$ появляются временные интервалы, в которых силовые ключи находятся в открытом состоянии одновременно в двух и более ячейках преобразователя. Хотя в рассматриваемом случае это и привело к увеличению максимального значения входного тока по сравнению со случаем N=2, однако амплитуда его переменной составляющей, влияющая на $I_{C_{\text{вх д}}}$, уменьшилась.

Таким образом, построение п.п.н. по предложенному способу позволяет более равномерно распределить во времени потребление энергии из первичного источника, к которому, в данном случае, нужно отнести и входной фильтр $L_{\phi}C_{\rm BX}$. Другими словами, для первичного источника преобразователь становится в большей степени активной нагрузкой, чем реактивной, с увеличением количества ячеек. Отрицательным эффектом здесь является увеличение в N раз частоты $I_{\rm BX}(t)$, приводящее к такому же увеличению частоты пульсаций напряжения на $C_{\rm BX}$, всегда имеющих место в реальном устройстве, что требует применения более высокочастотных конденсаторов [7].

На рис. 3 приведены теоретические сфазированные диаграммы токов дросселей для случаев N = 2, 3 и указанной выше величине γ . Средняя величина тока дросселя в любой из ячеек одинакова и равна $I_{\rm H}/N$. Коэффициент запаса по индуктивности *B* обратно пропорционален *N*, т.е. для поддержания тока дросселя в непрерывном режиме дроссель должен иметь тем большую индуктивность, чем больше ячеек п.п.н. Данные также были подтверждены моделированием преобразователя в OrCAD.

Расчетные и экспериментальные зависимости $I_{\text{вх д}}(\gamma), S_{C_{\text{вх}}}(\gamma), S_{C_{\text{вкк}}}(\gamma)$ представлены соответственно на рис. 4, 5, 6, причем экспериментально полученные зависимости отображены штриховыми линиями. Экспериментальные значения отличаются от расчетных не более чем на 10% во всех точках, кроме точек $S_{C_{\text{вкx}}2}(\gamma)$ и $S_{C_{\text{вкx}}2}(\gamma)$ при $\gamma = 0.5$.

Конденсаторы	N	Действующий ток конденсатора, А	Количество, тип конденсаторов	Стоимость	Экономия
$C_{\rm BX}$	1	298.6	14, B43564D4338 EPCOS	$14 \times 65 $ = 910 \$	753 \$
	3	110	10, B43564C4158 EPCOS	$10 \times 21.7 \$ = 217 \\$	
$C_{\rm bbix}$	1	47.9	4, B43564C4158 EPCOS	$4 \times 21.7 \$ $\approx 87 \$	
	3	18.8	6, B43231A9477 EPCOS	$6 \times 4.5 \$ = 27 \\$	

Таблица 1. Экономический эффект



Рис. 3. Временные диаграммы токов дросселей в ячейках преобразователя.

Анализ (3) показал, что при $\gamma < 1/N$ величина входного действующего тока уменьшается в $1/\sqrt{N}$ раз по сравнению с одиночным п.п.н. В остальной области изменения γ зависимость не представляется в аналитическом виде. Максимальное значение $I_{\text{вх д}}$, достигаемое при $\gamma = 1$, независимо от N равно I_{H} . На рис. 4 представлены зависимости для случаев N = 1, 2. Для N = 3 значения $I_{\text{вх д}}$ отличны от значений при N = 2 не более чем на 10-15% при $\gamma > 0.33$.

Для зависимостей $S_{C_{\text{вк}}}(\gamma)$ и $S_{C_{\text{вых}}}(\gamma)$, построенных для N = 1, 2, 3 и представленных соответственно на рис. 5 и 6, характерно наличие (N-1)локальных минимумов, которые находятся в точках $\gamma = i/N$, где i = 1, 2, ..., N. Другими словами, указанные локальные минимумы находятся в переходных точках, когда при меньшей величине γ одновременно открытые ключи присутствуют в *i*, а при большей в (*i* + 1) ячейках. Теоретически величина $S_{C_{\text{nurver}}}$ достигает в этих точках нулевого значения, но экспериментальное исследование на примере зависимости $S_{C_{RMX}2}(\gamma)$ показало, что в реальном устройстве достижение такой величины невозможно. Основная причина этого – наличие паразитных параметров, в частности эквивалентного последовательного сопротивления и индуктивности конденсатора C_{вых}.



Рис. 4. Расчетные и экспериментальные зависимости действующего значения входного тока $I_{\text{вх д}}(\gamma)$ для N = 1, 2.

Полученные зависимости также являются функцией B_{\min} — минимального коэффициента запаса по индуктивности, который при постоянном токе нагрузки определяется по (13). Для всех приведенных результатов $B_{\min} = 2$. Проведение расчетов и построение зависимостей для других значений B_{\min} показало следующее:

1) $S_{C_{\text{вых}}}(\gamma) = k(\gamma)/B_{\min}$, т.е., величина B_{\min} не влияет на характер зависимости, определяя лишь нормирующий коэффициент относительно случая $B_{\min} = 1$ (граничный режим);

2) $S_{C_{\text{вх}3}}(\gamma) \leq S_{C_{\text{вх}2}}(\gamma)$ при $B_{\min} = 1$ для любого возможного значения γ , при $B_{\min} \rightarrow \infty S_{C_{\text{вх}}}(\gamma) \rightarrow 0$ для $\gamma = i/N$, причем диапазон γ , в котором $S_{C_{\text{вх}3}}(\gamma) > S_{C_{\text{вх}2}}(\gamma)$, составляет $\gamma \approx 0.45 - 0.55$ для $2 \leq B_{\min} \leq \infty$.



Рис. 5. Расчетные и экспериментальные зависимости установленных мощностей конденсаторов входного фильтра $S_{C_{wx}}(\gamma)$ для N = 1, 2, 3.



Рис. 6. Расчетные и экспериментальные зависимости установленных мощностей конденсаторов выходного фильтра $S_{C_{max}}(\gamma)$ для N = 1, 2, 3.

Проведение спектрального анализа зависимости $I_{\rm BX}(t)$ на рис. 2 показало, что в спектре присутствуют гармоники, только пропорциональные N, причем амплитуда соответствующих гармоник не зависит от *N*. Другими словами, с увеличением количества ячеек п.п.н. в спектре $I_{\text{вх}}(t)$ изменяется только частота основной гармоники, амплитуда же ее остается неизменной. Поэтому, несмотря на видимое увеличение частоты $I_{\rm BX}(t)$, обеспечение электромагнитной совместимости преобразователя с первичным источником осуществляется одинаковыми средствами для любого значения *N*. С другой стороны, уменьшение действующей величины входного тока (рис. 4) позволяет использовать проводники меньшего сечения при одной и той же мощности нагрузки, что для преобразователей большой мощности является весьма ощутимым преимуществом.

Увеличение количества элементов в исследуемом преобразователе, относительно одиночного п.п.н., происходит с пропорциональным уменьшением среднего тока, протекающего через них, что позволяет использовать более дешевые компоненты. Это в первую очередь относится к силовым транзисторам и диодам. Уменьшение среднего тока через дроссель вместе с увеличением числа дросселей требует увеличения их индуктивностей для поддержания режима непрерывных токов, но позволяет использовать обмотку и сердечник меньших сечений.

Основной выигрыш в стоимости преобразователя происходит из-за возможности применения входного и выходного конденсаторов с меньшей нагрузочной способностью по току. Экономический эффект на примере стабилизатора тока для сварочной машины мощностью до 250 кВт представлен в табл. 1 [8]. Основные параметры стабилизатора тока: входное напряжение 500 В, ток нагрузки 700 А при напряжении на нагрузке 380 В.

Выводы. При параллельном включении п.п.н. в случае $B_{\min} = 2$:

 действующая величина входного тока уменьшается:

в 1.41 раза при ү < 0.5, в среднем в 1.2 раза при 0.5 < ү < 0.8 для N = 2,

• в 1.73 раза при $\gamma < 0.33$, в среднем в 1.4 раза при 0.33 < $\gamma < 0.66$ для N = 3;

 суммарная величина установленной мощности конденсаторов С_{ву} и С_{вых} уменьшается:

• в среднем в 2.5 раза при рабочем диапазоне изменения $\gamma = 0.35 - 0.65$ для N = 2,

• в среднем в 3.6 раза при рабочем диапазоне изменения $\gamma = 0.2 - 0.4$ для N = 3;

– при рабочем диапазоне $\gamma = 0.45-0.8$ наиболее выгодно использовать не менее двух ячеек п.п.н., а при $\gamma = 0-0.5$ – не менее трех;

– экономический эффект на примере стабилизатора тока для сварочной машины максимальной мощностью 250 кВт составил 753 \$, что ориентировочно составляет 10–15% от его общей стоимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Зиновьев Г.С. Основы силовой электроники: Уч. пособие. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2003.
- 2. Семенов Б.Ю. Силовая электроника: от простого к сложному. М.: Солон-пресс, 2006.
- 3. *Конягин А.В.* // Мир периферийных устройств ПК. 2006. № 4. http://www.mirpu.ru/motherboard/81-2011-02-12-20-10-05/153-intel-pentium-amd.html
- 4. Multiphase Controllers / Renesas. October 2019. https://www.renesas.com/eu/en/products/powermanagement/pwm-switching-controller/multiphasecontrollers.html
- 5. *Пахомов С.* // Компьютер пресс. 2009. № 8. http://compress.ru/article.aspx?id=20689#10
- 6. Буркин Е.Ю., Свиридов В.В., Степанов Е.Ю. // Изв. Том. политехн. ун-та. 2012. Т. 321. № 4. С. 155.
- Кадацкий А.Ф. Автореф. дис. ... докт. техн. наук. М.: МЭИ, 1996.19 с.
- Findchips: electronic components / Findchips. October 2019. https://www.findchips.com

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 533.9.07+539.1.074

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ СИСТЕМЫ АТОМНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ НА ТОКАМАКЕ ITER

© 2020 г. А. Д. Мельник^{*a*,*}, В. И. Афанасьев^{*a*}, С. С. Козловский^{*b*}, М. И. Миронов^{*a*}, А. С. Наволоцкий ^{*a*}, В. Г. Несеневич^{*a*}, М. П. Петров^{*a*}, С. Я. Петров^{*a*}, Ф. В. Чернышев^{*a*}

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Россия, 194021, С.-Петербург, ул. Политехническая, 26 ^b Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого Россия, 195251, С.-Петербург, ул. Политехническая, 29 *e-mail: amelnik@npd.ioffe.ru Поступила в редакцию 27.08.2019 г. После доработки 27.08.2019 г. Принята к публикации 30.09.2019 г.

Использование сцинтилляторов микронной толщины, нанесенных на входные окна фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.), дает возможность создать детекторы ионов с малой чувствительностью к нейтронам и γ -квантам. Описана технология изготовления таких детекторов на основе сцинтиллятора CsI(Tl) и многоанодного ф.э.у. Hamamatsu H8500D. Рассмотрены основные этапы процесса, включающие вакуумное термическое напыление сцинтиллятора на подложки, приклейку подложек на окно ф.э.у., контроль качества изготовленных образцов. Технология разработана для изготовления детекторов диагностической системы атомных анализаторов для токамака-реактора ITER.

DOI: 10.31857/S0032816220020032

введение

В настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе ведется разработка диагностической системы атомных анализаторов [1, 2] для строящегося токамака-реактора ITER. Данная система состоит из двух приборов – анализаторов LENPA и HENPA, предназначенных для регистрации атомов изотопов водорода в диапазоне тепловых (10–200 кэВ) и надтепловых (до 2.2 МэВ) энергий соответственно. Принцип действия приборов основан на ионизации входящего потока атомов и последующем разделении образовавшихся ионов по энергии и массе в электрическом и магнитном полях.

Особенностью работы анализаторов в условиях горения дейтерий-тритиевой плазмы токамака ИТЭР является наличие высокого нейтронного и γ -фона. Чтобы снизить влияние фонового излучения на детектирующую систему приборов, для регистрации вторичных ионов были выбраны сцинтилляционные детекторы на основе многоанодных фотоэлектронных умножителей Натаmatsu H8500D и тонких кристаллов CsI(Tl) – от 2 до 27 мкм в зависимости от канала. При малой толщине кристалла (равной пробегу ионов в сцинтилляторе) детекторы имеют низкую чувствительность к нейтронному и γ -излучениию [3, 4]. Подобные детекторы, но на основе одноканальных фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.), были применены ранее в прототипах анализаторов LENPA и HENPA – приборах ISEP и GEM-MA [5, 6].

Разработанная технология нанесения сцинтилляторов основана на вакуумном термическом напылении. Подложка из кварцевого стекла помещалась в вакуумный объем и предварительно нагревалась до заданной температуры. В тигле, расположенном под подложкой, происходило плавление сцинтиллятора CsI(Tl), после чего сцинтиллятор испарялся, осаждаясь на стекле. После охлаждения подложка извлекалась из вакуумного объема и приклеивалась при помощи оптического клея на входное окно ф.э.у. Отметим, что непосредственное напыление сцинтиллятора на входное окно невозможно, так как нагрев свыше 50°С разрушает фотокатод ф.э.у.

Отличительной чертой детекторной системы анализаторов LENPA и HENPA является использование многоанодных ф.э.у., что позволяет увеличить число детекторных каналов и упростить конструкцию детекторной системы. Ф.э.у. Hamamatsu H8500D представляет собой матрицу 8×8 фотоумножительных каналов с общим входным окном и независимыми выходами — анодами. В детекторе атомных анализаторов аноды ф.э.у.





Рис. 1. Фрагмент детекторного модуля анализатора LENPA (схема): P1–P64 — каналы многоанодного ф.э.у.; серый фон — аноды ф.э.у., объединенные в каналы анализатора, неиспользуемые аноды заземлены; H, D, T — водородная, дейтериевая, тритиевая детекторные линейки соответственно.

объединяются по четыре в один энергетический/массовый канал (рис. 1). Детекторный модуль анализатора HENPA состоит из 12 ф.э.у., расположенных в один ряд, а анализатора LENPA – из 11.

ТЕХНОЛОГИЯ НАНЕСЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ НА Ф.Э.У.

Применение ф.э.у. нового типа потребовало создания как особой технологии нанесения тонких кристаллов на окно детектора, так и методики проверки качества изготовленной детекторной сборки. Для серийного изготовления детекторов потребовалось максимально унифицировать и по возможности автоматизировать технологический процесс.

Напыление сцинтиллятора на подложки

Для напыления была выбрана безмасляная вакуумная установка фирмы AJA INTERNATIO-NAL – модель Phase II J с полностью автоматизированной и управляемой от компьютера системой напыления, контролем толщины нанесенного слоя по изменению частоты кварцевого резонатора, а также возможностью чистки подложки в газовом разряде. Был сформирован следующий алгоритм работы установки: 1) нагрев подложки до температуры $T_{\text{подл}} = 120^{\circ}\text{C}; 2)$ чистка подложки в течение 30 мин в аргоновом разряде; 3) разогрев тигля со сцинтиллятором и вывод скорости напыления на стационарное значение 30 Å/с при закрытой шторке перед подложками; 4) открытие шторки и напыление сцинтиллятора на подложку до осаждения кристалла заданной толщины.

Выбор температуры подложки $T_{\text{подл}}$ был продиктован следующими факторами. На стадии чистки температура свыше 100°С позволяет эффективно удалять с подложки пары воды. Температура $T_{\text{подл}} = 120^{\circ}$ С на стадии напыления была выбрана после ряда экспериментов и анализа качества осажденного сцинтиллятора. При $T_{\text{подл}} \ge$ 150° С концентрация Tl в напыленном слое падает, что приводит к снижению световыхода полученного кристалла. При $T_{\text{подл}} \le 100^{\circ}$ С не происходит кристаллизации напыленного слоя, образуется рыхлая поверхность со сниженной механической прочностью и повышенной гигроскопичностью.

Скорость напыления не имеет существенных ограничений. Ее значение было выбрано таким, чтобы система автоматической стабилизации стенда успевала компенсировать возникающие отклонения. Кроме того, при заданной скорости 30 Å/с процесс напыления занимал разумное время: от 10 мин для сцинтилляторов толщиной 2 мкм до 2.5 ч для 27-мкм сцинтилляторов.

Контроль качества напыленного сцинтиллятора

После каждого напыления проводился контроль толщины напыленного слоя по массе сцинтиллятора *m*. Подложки до и после напыления взвешивались на прецизионных весах с точностью до 10^{-5} г. Так как площадь сцинтиллятора *S* была известна, его толщина определялась как *t* = $m/S\rho$, где ρ – плотность кристалла CsI(Tl), равная 4.51 г/см³.

В дополнение к измерению толщины после каждого напыления проводился визуальный контроль качества напыленного сцинтиллятора, а также проверка величины световыхода. Поскольку точное измерение абсолютного значения световыхода является достаточно трудоемкой задачей, был применен следующий алгоритм действий. Вначале каждая подложка с кристаллом из напыленной партии (всего 6 штук) размещалась на входном окне спектрометрического ф.э.у. На данном этапе вместо многоанодного использовался одноканальный ФЭУ-85. Его применение позволило исключить возможное влияние неточности установки кристаллов над матрицей анодов ф.э.у. H8500D. При первичном тестировании подложки устанавливались без промежуточного оптического контакта, чтобы не допустить их загрязнения. Над кристаллом располагался источник α -частиц²⁴¹Ат ($E_{\alpha} \approx 5.5$ МэВ).

Сборка размещалась под светонепроницаемым колпаком, и измерялся амплитудный спектр сигналов с выхода ф.э.у. При этом фиксировалась средняя амплитуда сигналов, пропорциональная световыходу сцинтиллятора. Далее отбирались два кристалла с наименьшим световыходом. Подложки с этими кристаллами вновь последовательно устанавливались на ф.э.у., причем на этот раз оптический контакт между подложкой и окном ФЭУ-85 осуществлялся с помощью капли оптически прозрачного масла, что позволяло повысить эффективность сбора фотонов и, соответственно, амплитуду сигналов.

При определении качества кристалла использовался тот факт, что концентрация Tl определяет не только световыход, но и время высвечивания сцинтиллятора. Длительность токового импульса с выхода ф.э.у. определялась по его осциллограмме. Если время высвечивания составляло около 1 мкс, то считалось, что в тестируемых образцах содержится необходимая концентрация Tl, и световыход кристаллов всей партии соответствует нормальному. Существенно меньшая длительность сигнала или наличие короткой компоненты (обычно десятки наносекунд) свидетельствовали о сниженной концентрации Tl, при этом отбраковывалась вся партия напыленных кристаллов. В случае же удачных испытаний четыре чистые подложки впоследствии приклеивались на многоанодный ф.э.у., а две со следами масла не использовались.

Выбор размера подложек

Особое внимание было уделено выбору размеров подложек. Было установлено, что использовать общую подложку для всего входного окна многоанодного ф.э.у. нельзя, так при этом заметно усиливается проникновение света в соседние каналы детектора. По этой причине было решено напылять сцинтилляторы на отдельные подложки для каждого детекторного канала. Как видно из рис. 1. размеры четырех объединенных каналов ф.э.у. составляют примерно 12 × 12 мм. Изначально для удобства работы с подложкой было решено сделать ее размером 16 × 16 мм при толщине 1 мм и напылять сцинтиллятор на область с размерами 12 × 12 мм. Такие образцы были изготовлены и приклеены на окно многоанодного ф.э.у. При облучении изготовленной сборки α-части-



Рис. 2. Влияние размера подложки на амплитудные распределения импульсов, поступающих с детектора на основе ф.э.у. H8500D при облучении его α -частицами: **a** – амплитудные спектры (1 – подложка 16×16 мм, $2 - 9 \times 9$ мм; **б** – зависимость ширины амплитудного распределения сигналов от линейных размеров подложек (1 – центральный канал, 2 – один из угловых каналов, штриховая линия – аппроксимация зависимости).

цами было обнаружено, что амплитудное распределение импульсов имеет форму, отличающуюся от гауссовской (рис. 2а), а его полная ширина на полувысоте (п.ш.п.м.) составляет >50%, что существенно превышает значение, полученное при тестировании сцинтилляторов на одноканальном $\Phi \Im V-85$ и составляющее примерно 10–20%.

Дополнительные исследования показали, что основным фактором, влияющим на ширину распределения, является размер подложек. Было обнаружено, что при уменьшении размеров подложки ширина амплитудного распределения заметно снижается (рис. 2б). Мы предполагаем, что указанный эффект связан с распространением света сцинтилляционной вспышки по подложке и уходом части фотонов за пределы входного окна



Рис. 3. Изготовленный детектор анализатора LENPA, установленный в стенд для тестирования. *1* – ф.э.у.; *2* – подложки с сцинтилляторами; *3* – источник α-частиц.

выбранного детекторного канала. При этом доля собранных фотонов значительно отличается для случаев, когда α-частица попадает в центральную область или на край сцинтиллятора.

Ожидаемый низкий поток атомов из плазмы в диапазоне надтепловых энергий [1] не позволяет заметно уменьшить размеры чувствительной области детекторных каналов для анализатора HENPA. В этом случае приемлемыми являются амплитудные распределения с п.ш.п.м. $\approx 30-40\%$, что достижимо при размерах подложек 12×12 мм. В области тепловых энергий ожидаются значительно более высокие потоки частиц, поэтому для детекторов анализатора LENPA было решено использовать подложки размером 9×9 мм, что обеспечивает п.ш.п.м. $\approx 20\%$.

Приклейка подложек на входное окно ф.э.у.

Подложки со сцинтилляторами, прошедшими проверку, приклеивались на входное окно ф.э.у. Для приклейки использовался каучуковый оптический клей СКТН-МЕД. Для соблюдения пропорции смешивания в фиксированный объем органического наполнителя (2 мл), набранного в шприц, добавлялось определенное заранее количество капель отвердителя (25 шт). Было проверено, что такая схема смешивания дает стабильный результат по скорости отверждения полученного состава. После смешивания клей на несколько минут помещался в вакуумный шкаф для удаления из него воздуха.

Подложки приклеивались на ф.э.у. одновременно. Для их точного позиционирования была изготовлена специальная матрица-оправка. Перед приклейкой подложки укладывались в ячейки матрицы сцинтиллятором вниз. При помощи шприца на их обратную сторону наносилась капля клея. После этого подложки накрывались ф.э.у, положение которого фиксировалось той же матрицей. Далее ф.э.у. вместе с матрицей переворачивался, и подложки под собственным весом опускались на входное окно ф.э.у., выдавливая лишний клей. Сборка помещалась в вакуумный шкаф для удаления пузырьков воздуха, которые могли образоваться между склеиваемыми поверхностями.

После отверждения клея (около 8 ч) сборка извлекалась из вакуумного шкафа и устанавливалась в стенд для окончательной проверки, во время которой измерялись амплитудные распределения импульсов в каждом из каналов детектора при облучении его α-частицами. При превышении допустимых значений п.ш.п.м. (25% – для детекторов анализатора LENPA, 50% – для детекторов HENPA) в каком-либо из каналов изделие отбраковывалось.

Внешний вид одного из детекторов, изготовленного по разработанной технологии, представлен на рис. 3, где ф.э.у. с приклеенными подложками, на которые напылен сцинтиллятор, установлен в стенд для тестирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы создана технология нанесения тонких сцинтилляторов на входные окна многоанодных ф.э.у. По данной технологии было изготовлено несколько пробных детекторов. Разработанная технология будет применена при изготовлении детекторных модулей диагностической системы атомных анализаторов для токамака-реактора ITER.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с частичным финансированием в рамках государственного контракта от 26.12.2018 № Н.4а.241.19.19.1009 между ГК "Росатом" и Проектным центром ИТЭР. Часть работы, связанная с исследованием характеристик изготовленных детекторов, выполнена в рамках госзадания ФТИ им. А.Ф. Иоффе по теме № 0040-2019-0023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovsky S.S., Lyublin B.V., Mironov M.I., Melnik A.D., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2010. V. A621. P. 456. https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.201

- Petrov S. Ya., Afanasyev V.I., Melnik A.D., Mironov M.I., Navolotsky A.S., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Chernyshev F.V., Kedrov I.V., Kuzmin E.G., Lyublin B.V., Kozlovski S.S., Mokeev A.N. // Phys. Atomic Nuclei. 2017. V. 80. №. 7. P. 1268. https://doi.org/10.1134/S1063778817070109
- Афанасьев В.И., Козловский С.С., Макарьин Д.В., Мельник А.Д., Миронов М.И., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 5. Р. 440.
- 4. Несеневич В.Г., Афанасьев В.И., Козловский С.С., Макарьин Д.В., Мельник А.Д., Миронов М.И., Пет-

ров М.П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В. // ПТЭ. 2012 № 2. С. 115.

- Afanasyev V.I., Gondhalekar A., Babenko P.Yu., Beaumont P., De Antonis P., Detch A.V., Kislyakov A.I., Kozlovsky S.S., Mironov M.I., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Tschernyshev F.V., Wilson C.H. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 2338. https://doi.org/10.1063/1.1542664
- Kusama Y., Nemoto M., Afanasyev V.I., Kozlovsky S.S., Petrov S. Ya., Satoh M., Morioka A., Tsukahara Y., Kislyakov A.I., Petrov M.P., Takeuchi H. // Fusion Engineering and Design. 1997. V. 34–35. P. 531. https://doi.org/10.1016/S0920-3796(96)00583-2

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 533.9.072

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ ИОНОВ И НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СТЕНДА НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

© 2020 г. Д. А. Моисеенко^{*a*,*}, А. Ю. Шестаков^{*a*}, О. Л. Вайсберг^{*a*}, Р. Н. Журавлев^{*a*}, С. Д. Шувалов^{*a*}, М. В. Митюрин^{*b*}, И. И. Нечушкин^{*b*}, П. П. Моисеев^{*b*}

^аИнститут космических исследований РАН Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32 ^bНПП "Астрон-Электроника" Россия, 302019, Орел, ул. Веселая, 2 *e-mail: moiseenko-da@yandex.ru Поступила в редакцию 11.11.2019 г. После доработки 12.11.2019 г. Принята к публикации 16.11.2019 г.

Приведены результаты эксперимента по исследованию процессов рассеяния ионов и нейтральных атомов на мишени из шлифованного вольфрама, полученные с использованием стенда нейтральных частиц. Стенд нейтральных частиц – это лабораторная установка, предназначенная для изучения процессов отражения и рассеяния заряженных частиц и нейтральных атомов на поверхностях мишеней, изготовленных из различных материалов. Стенд позволяет регистрировать энергетическое и угловое распределения вторичных частиц, образованных в результате взаимодействия потока ионов различных энергий или нейтральных атомов с мишенью, устанавливаемой под разными углами.

DOI: 10.31857/S0032816220020147

введение

Изучение процессов взаимодействия солнечного ветра с реголитом и различными поверхностями в условиях космического пространства является актуальной научной и практической задачей, для решения которой разрабатываются научные приборы, устанавливаемые на отечественных и зарубежных космических аппаратах. Стенд нейтральных частиц разработан в рамках подготовки космических миссий по исследованию Луны и предназначен для отработки методик вторичной ионной масс-спектрометрии в космических экспериментах и исследования процессов взаимодействия нейтральных атомов и заряженных частиц с различными поверхностями. Одной из научных задач будущих лунных космических миссий является исследование потоков нейтральных атомов. Для решения этой задачи создан широкоугольный ионный энерго-масс-анализатор АРИЕС-Л [1] с функцией детектирования потока нейтральных частиц. В рамках миссии "Луна-25" прибор АРИЕС-Л должен обеспечить изучение процессов взаимодействия солнечного ветра с реголитом [2], исследование реголита методом вторичной ионной масс-спектрометрии, определение потока нейтральных атомов, выбитых из реголита под воздействием заряженных частиц. Основными причинами возникновения нейтральных атомов на Луне являются воздействие фотонов солнечного излучения на реголит [3], микрометеоритная активность [4] и рассеяние протонов солнечного ветра [5].

Принцип работы конвертера нейтральных частиц, установленного на приборе АРИЕС-Л, основан на ионизации частиц в результате взаимодействия с мишенью-ионизатором [6], что позволит регистрировать нейтральные атомы с энергиями выше ~10 эВ, основным источником которых являются ионы солнечного ветра. Для определения режимов работы данного конвертера, а также выбора оптимального материала для изготовления электрода-ионизатора был создан лабораторный стенд для исследования процессов взаимодействия потоков нейтральных атомов и заряженных частиц с различными поверхностями.

Структура стенда позволяет осуществлять экспонирование мишени потоком заряженных частиц и нейтральных атомов с возможностью моделирования воздействия на поверхность ионов солнечного ветра и магнитосферной плазмы, а также исследования взаимодействия потоков нейтральных атомов с поверхностью различных материалов. Прототипом стенда является лабораторная установка, созданная в университете Бер-



Рис. 1. Структура стенда для исследования нейтральных частиц. *1* – мишень для размещения исследуемого образца; *2* – детектор потока первичных частиц; *3* – детектор потока вторичных частиц.

на [7] и обладающая большими возможностями для исследования процессов взаимодействия ионов и нейтральных атомов с поверхностью рассеяния.

СТРУКТУРА И ПРИНЦИП ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ СТЕНДА

Конструкция стенда позволяет облучать исследуемую мишень как потоком электронов или заряженных частиц от источника ионов, так и потоком нейтральных атомов при условии установки дополнительного конвертера. Структура стенда нейтральных частиц показана на рис. 1.

Стенд размещен внутри вакуумной камеры и состоит из следующих основных узлов: мишени 1 для размещения исследуемого образца, расположенной на поворотном столике, детектора 2 потока первичных частиц и детектора 3 потока вторичных частиц. Механизм крепления мишени позволяет регистрировать ионный ток на мишени при ее облучении потоком заряженных частиц.

Мишень с детектором первичных частиц и детектор вторичных частиц размещены на двух независимых поворотных плечах, вращающихся вокруг одной оси, что позволяет устанавливать необходимый угол освещения мишени потоком первичных частиц и для выбранного угла освещения проводить анализ углового распределения вторичных частиц, выбиваемых с поверхности мишени. Поворот плеч стенда обеспечивается двумя независимыми трехфазными двигателями МАХОN, предназначенными для работы в условиях вакуума. Контроль угла поворота каждого плеча осуществляется оптическими датчиками и абсолютными энкодерами положения вала. Схемы детекторов первичных и вторичных частиц приведены на рис. 2. Детектор вторичных частиц оснащен энергоанализатором, представляющим собой систему сеток и позволяющим анализировать энергетическое распределение заряженных частиц, выбиваемых с поверхности мишени. Для регистрации частиц используются детекторы на основе вторичных электронных умножителей ВЭУ-6. Схема включения детекторов позволяет регистрировать нейтральные атомы и либо положительные, либо отрицательные ионы.

Возможность независимого поворота мишени и детектора позволяет изменять углы регистрации вторичных частиц или угол освещения мишени первичным пучком частиц без открытия вакуумной камеры, что значительно ускоряет процесс измерений.

Для облучения исследуемого материала потоком нейтральных частиц используется источник нейтральных частиц (и.н.ч.), состоящий из системы отклоняющих и запирающих электродов и пластины-нейтрализатора. Источник выполнен по схеме, аналогичной предложенной в работе [8].

Принцип действия и.н.ч. основан на процессе нейтрализации ионов при взаимодействии с поверхностью мишени-нейтрализатора [9]. Для получения потока нейтральных частиц и.н.ч. устанавливается перед источником ионов таким образом, чтобы поток заряженных частиц попадал во входное окно. Затем поток ионов отклоняется дефлектором и под острым углом падает на поверхность мишени-нейтрализатора. Отраженные и вторичные заряженные и нейтральные частицы, образованные в результате взаимодействия первичного потока ионов с мишенью-нейтрализатором, движутся в сторону запирающего электрода и выходного окна. Для получения на выхо-



Рис. 2. Схемы включения детекторов первичных (а) и вторичных (б) частиц, входящих в состав стенда. ЗЧУ – зарядочувствительный усилитель.

де и.н.ч. потока нейтральных атомов без примеси заряженных частиц на запирающие электроды может быть подан потенциал, что позволяет исключить прохождение заряженных частиц через диафрагму.

Материал пластины-нейтрализатора может быть выбран в зависимости от задач эксперимента. Для работ со спектрометром АРИЕС-Л в рамках миссии "Луна-25" использовалась пластина из шлифованного вольфрама. Конструкция и.н.ч. позволяет изменять угол падения ионов на пластину-нейтрализатор в диапазоне от 1° до 10° к плоскости пластины.

Для облучения мишени потоком заряженных частиц используется ионный источник с ионизацией электронным ударом. Конструкция источника ионов позволяет работать как на остаточном газе, так и с напуском рабочего газа, обеспечивая поток частиц с энергиями от 30 до 5000 эВ. Уровень регистрируемого ионного тока составляет $10^{-11}-10^{-9}$ А. Для данного источника ионов ширина энергетического интервала ΔE потока частиц зависит от энергии и составляет 2% для энергий >700 эВ. Стабильность потока ионов после прогрева источника лучше 3%.

Для управления составными частями стенда и мониторинга его работы используется система сбора и обработки информации, оснащенная многофункциональным модулем, содержащим многоканальные аналого-цифровые АЦП и цифроаналоговые ЦАП преобразователи, дискретные входы/выходы и счетчики. В состав системы входят также усилитель тока, цифровой мультиметр и платы интерфейсов RS-422 и RS-485. Многофункциональный модуль используется для управления лабораторными высоковольтными источниками питания и регистрации сигнала с детекторов частиц. Усилитель тока в паре с мультиметром используется для контроля ионного тока при работе с конвертером нейтральных частиц с целью прогнозирования ожидаемого потока нейтральных атомов и мониторинга параметров работы ионного источника.

Для автоматизации процесса исследования образцов мишени было разработано специальное программное обеспечение (п.о.) для управления входящими в состав стенда отдельными устройствами и регистрации углового и энергетического распределений вторичных частиц при различных положениях мишени.

Программное обеспечение позволяет управлять лабораторными источниками питания и контролировать уровень выдаваемого потенциала, устанавливать требуемое положение в пространстве мишени и детектора стенда нейтральных частиц, измерять скорость счета детектора, управлять работой ионного источника и системой вакуумной откачки, контролировать ионный ток на мишени и уровень вакуума в камере.

В автоматизированном режиме п.о. позволяет осуществлять сканирование по энергиям потока частиц на детекторе для заданного диапазона положений мишени и детектора. При этом пользователем задаются такие параметры, как время экспозиции, шаг изменения потенциала на анализирующих сетках детектора, шаг изменения угла положения мишени и детектора, диапазон углов для мишени и детектора. Такие измерения позволяют получить информацию об угловых распределениях рассеянных и отраженных частиц различных энергий при различных углах освещения мишени.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ С ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНЬЮ

Настройки и испытания стенда нейтральных частиц проводились при исследовании взаимодействия заряженных частиц и нейтральных атомов с мишенью, изготовленной из шлифованного вольфрама. В разработанном стенде мишень



Рис. 3. Зависимость скорости счета детектора вторичных частиц от величины запирающего потенциала. Угол падения частиц 30°, угол регистрации 5°.

является источником нейтральных частиц, которые необходимы для проверок функционирования создаваемых спектрометров в режиме регистрации нейтральных атомов. При изготовлении ионизирующих электродов конвертеров нейтральных частиц, входящих в состав спектрометров, также может быть использован вольфрам.

Взаимодействие потока ионов с мишенью

Исследование процесса взаимодействия потока ионов с энергией 1 кэВ с поверхностью мишени, изготовленной из шлифованного вольфрама, проводилось для диапазона углов экспонирования мишени $5^{\circ}-45^{\circ}$, при этом угол регистрации вторичных частиц менялся в интервале от 0° до 85° с шагом 5°. Для каждого положения детектора вторичных частиц фиксировалось энергетическое распределение вторичных частиц. Одна из полученных зависимостей скорости счета детектора вторичных частиц от запирающего потенциала при облучении мишени потоком ионов с энергией 1 кэВ приведена на рис. 3. Согласно рисунку, вторичные заряженные частицы имеют энергию не более 150 эВ. Постоянный уровень счета для запирающих потенциалов более 150 В соответствует регистрации детектором потока нейтральных частиц, выбиваемых с поверхности мишени.

На основе полученных данных была определена зависимость эффективности выхода нейтральных частиц от угла освещения мишени (рис. 4). Согласно рис. 4, выход нейтральных атомов при облучении мишени потоком заряженных частиц больше при малых углах падения первичных ча-



Рис. 4. Зависимости скорости счета детектора вторичных частиц от угла падения частиц при регистрации нейтральных атомов, выбиваемых с поверхности мишени при ее экспозиции потоком ионов с энергией 1 кэВ под различными углами.

стиц. При этом для углов падения <15° заметно, что максимум углового распределения интенсивности потока вторичных нейтральных частиц соответствует зеркальному отражению частиц от поверхности мишени.

Полученные данные использовались для настройки источника нейтральных частиц при проверке функционирования спектрометра АРИЕС-Л в режиме регистрации потока нейтральных атомов [10]. Проверки зависимости потока нейтральных частиц от угла показали, что максимальный выход нейтральных частиц достигается при падении ионов на мишень-нейтрализатор под углом 3° при экспозиции в потоке ионов с энергиями >400 эВ. В такой конфигурации и.н.ч. обеспечивает поток нейтральных атомов с плотностью до 9 · 10^5 частиц/(см² · с).

Взаимодействие потока нейтральных частиц с мишенью

Для исследования процессов взаимодействия потока нейтральных частиц с вольфрамовой мишенью перед входным окном стенда был установлен конвертер нейтральных частиц. В ходе испытаний были получены угловые распределения потоков нейтральных атомов, образованных в результате взаимодействия нейтральных частиц с поверхностью мишени. Кроме того, исследовались эффективность выхода и энергетические распределения вторичных положительных и отрицательных частиц.

Пример полученных угловых распределений для вторичных частиц при экспонировании ми-



Рис. 5. Угловые распределения: **a** – нейтральных атомов и положительных частиц, **б** – отрицательных частиц – при облучении вольфрамовой мишени потоком нейтральных атомов под углом 15° .

стин.

шени в потоке нейтральных частиц для угла падения 15° приведен на рис. 5.

Проведенные испытания позволили выявить следующие основные особенности взаимодействия нейтральных атомов с поверхностью мишени: 1) при освещении мишени потоком нейтральных частиц, направленным под косыми углами, угол регистрации вторичных нейтральных атомов соответствует углу падения, что позволяет сделать вывод о преимущественно зеркальном отражении частиц; 2) эффективность выхода вторичных положительно заряженных частиц ниже, чем вторичных отрицательных ионов; 3) энергия вторичных заряженных частиц, как правило, не превышает 150 эВ. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с данными аналогичных экспериментов [7], что позволяет сделать вывод как о правильной интерпретации экспериментальных данных, так и о корректной работе созданного стенда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный стенд нейтральных частиц позволяет моделировать воздействие заряженных частиц и нейтральных атомов на различные поверхности и получать информацию о пространственном и энергетическом распределении вторичных частиц, образованных в результате этого взаимодействия. Для мишени, изготовленной из шлифованного вольфрама, были получены зависимости энергетических и угловых распределений вторичных частиц, образованных в результате взаимодействия потока ионов с мишенью. Полученные экспериментальные данные были использованы при настройках и калибровках конвертера нейтральных частиц, входящего в состав ионного энергомасс-анализатора АРИЕС-Л, разрабатываемого в рамках космической миссии "Луна-25".

ы зависимости
елений вторич-
ате взаимодей-
олученные экс-2. Lue C., Halekas J.S., Poppe A.R., McFadden J.P. //
Journal of Geophysical 113 Research: Space Physics.
2018. V. 123. P. 5289.
https://doi.org/10.1029/2018JA025486ользованы при3. Yakshinskiy B.V., Madey T.E. // Nature. 1999. V. 400

P. 11750.

дом нейтральных частиц.

(6745). P. 642. https://doi.org/10.1038/23204

https://doi.org/10.1002/2016JA022568

 Colaprete A., Sarantos M., Wooden D.H., Stubbs T.J., Cook A.M., Shirley M. // Science. 2015. V. 351 (6270).

Эксперименты со стендом нейтральных ча-

стиц, направленные на изучение процессов взаимодействия нейтральных атомов и заряженных

частиц с различными поверхностями, будут про-

должены в рамках работ по созданию приборов

булуших лунных миссий. В частности, планиру-

ется проведение экспериментов по взаимодей-

ствию частии с мишенями, используемыми в ка-

честве ионизаторов в составе космических при-

боров, и исследованию процессов рассеяния

частиц на имитаторе лунного реголита. Создан-

ная установка позволит получить дополнитель-

ные данные, необходимые для настроек и калиб-

ровок создаваемых конвертеров нейтральных ча-

БЛАГОДАРНОСТИ

сею Козюре, Александру Васильеву, Вячеславу Семе-

нову и Джеффри Хуангу за участие в работах со стен-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vaisberg O., Berthellier J.-J., Moore T., Avanov L., Leb-

lanc F., Moiseev P., Moiseenko D., Becker J., Collier M.,

Laky G., Keller J., Koynash G., Lichtenneger H., Leibov A.

et al. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2016. V. 121.

Коллектив авторов выражает благодарность Алек-

P. 249.

https://doi.org/10.1126/science.aad2380

- Dukes C.A., Johnson R.E. // Encyclopedia of Lunar Science. Cham: Springer, 2017. P. 1–7. https://doi.org/10.1007/978-3-319-05546-6 96-1
- 6. *Sigmund P.* // Physical Review. 1969. V. 184. P. 383. https://doi.org/10.1103/PhysRev.187.768
- 7. Wahlström P., Scheer J. A., Wurz P., Hertzberg E., Fuselier S.A. // Journal of Applied Physics. 2008. V. 104 (3).

P. 034503.

https://doi.org/10.1063/1.2957064

- Wurz P. // Meas. Sci. Technol. 2005. V. 16. P. 2511. https://doi.org/10.1088/0957-0233/16/12/016
- 9. Eckstein W. // Chemical Physics. 1981. V. 17. P. 157.
- 10. Моисеенко Д.А., Вайсберг О.Л., Шестаков А.Ю., Журавлев Р.Н., Шувалов С.Д., Митюрин М.В., Моисеев П.П., Нечушкин И.И., Родькин Е.И., Васильев А.Д., Летуновский В.В. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 52. https://doi.org/10.1134/S0032816219020265

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 543.422.6:543.426

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФОСФОРОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНЫМИ ПУЧКАМИ

© 2020 г. Ван Яомин (Wang Yaoming)^{*a*}, Ю. И. Тюрин^{*a*}, Н. Н. Никитенков^{*a*}, В. С. Сыпченко^{*a*}, А. Н. Никитенков^{*a*}, Чжан Ле (Zhang Le)^{*a*}

^а Национальный исследовательский Томский политехнический университет Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30 *e-mail: jldxwym@mail.ru

Поступила в редакцию 22.10.2019 г. После доработки 10.11.2019 г. Принята к публикации 11.11.2019 г.

Описаны схема, конструкция, аппаратное обеспечение лабораторной установки для исследования взаимодействия пучков свободных атомов и молекул с поверхностью люминофоров. Приведены методики измерений эффективности электронных излучательных процессов на поверхности для изучения механизмов переноса энергии и изменения поверхности на основе спектрально-кинетических характеристик гетерогенной хемилюминесценции. Люминесцентные методы изучения гетерогенной рекомбинации атомов водорода на поверхности твердых тел позволяют явно выделить ударный (Ридила–Или) и диффузионный (Ленгмюра–Хиншелвуда) механизмы рекомбинации и оценить долю вкладов этих механизмов в общую скорость рекомбинации атомов в зависимости от плотности потока свободных атомов и температуры образца. Приведены примеры изучения спектров гетерогенной хемилюминесценции (г.х.л.) и фотолюминесценции при различных температурах люминофора AlN : Eu³⁺, при возбуждении атомами водорода и ртутной лампой. При обработке кинетических кривых разгорания и затухания г.х.л. люминофора ZnS : Tm³⁺ при включении и выключении атомно-молекулярного пучка H + H₂ приведен пример получения параметров атомномолекулярных процессов на поверхности (адсорбции, ударной и диффузионной рекомбинации атомов и десорбции молекул водорода).

DOI: 10.31857/S0032816220020184

1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря тому, что гетерогенные хемилюминесцентные (г.х.л.) реакции обладают селективностью и высокой чувствительностью к типу поверхности и сорту возбуждающего газа [1, 2], использование оптических методов для изучения неравновесных систем "газ-твердое тело" открывает новые возможности в физике поверхности, химии, плазмохимии, технологии полупроводников и люминофоров, в решении экологических проблем [3]. Кроме того, в явлении г.х.л. принимает участие процесс высокоэнергетической электронной аккомодации твердым телом энергии химических реакций, протекающих на его поверхности, перенос этой энергии к центрам свечения твердого тела или локализация ее непосредственно в адсорбционном комплексе с последующей излучательной релаксацией. Таким образом, в г.х.л. заложены разнообразные возможности осуществления экспресс-методов анализа взаимодействия газов с твердыми телами [4, 5]. Новые возможности открывает явление г.х.л.

для изучения механизмов атомно-молекулярных взаимодействий на поверхности твердых тел.

Люминесцентные свойства кристаллов и люминофоров на их основе до сих пор являются предметом многочисленных исследований [6–8]. Г.х.л. кристаллов возбуждается за счет энергии физико-химических взаимодействий атомов непосредственно на поверхности твердых тел и доказывает существование излучательной электронной релаксации на поверхности и в приповерхностной области (40–70 Å) люминофоров, позволяет регистрировать ранние стадии изменения состава поверхности и приповерхностного слоя и влияния активных газов на эффективность люминесценции.

Разработка устройств и методов определения эффективности излучательной электронной релаксации в приповерхностной области на основе г.х.л. актуальна и для нанолюминофоров и квантовых точек при решении проблемы увеличения их квантового выхода и формирования спектрального состава [9–11]. Примеры установок и



Рис. 1. Блок-схема установки для исследования г.х.л. *1* – спиральный насос ISP-250С; *2* – турбомолекулярный насос (TMH); *3а–3е* – вакуумные вентили; *4a*, *46* – клапаны; *5*, *6* – вакуумметры (Micro-Ion Plus Vacuum Gauge 356002-YD-Т фирмы Granville–Phillips); *7* – натекатели для напуска газа; *8* – кварцевая в.ч. разрядная трубка с рогом Вуда; *9* – электроды для генерации в.ч.-разряда в плазме; *10* – в.ч.-генератор; *11* – образец; *12* – микронагреватели; *13* – внутренний терморегулятор; *14* – генератор водорода ГВЧ-12М1; *15* – баллон для хранения газов; *16* – шлюз для замены образца; *17* – штанга для подачи образца; *18* – шибер; *19* – спектрометр IHR320; *20* – п.з.с.-матрица ALTA U47; *21* – чиллер замкнутого типа SMC для охлаждения п.з.с.-матрицы ALTA U47; *22* – компьютер с программой управления системой регистрации интенсивности свечения и интерфейсом RS232; *23* – постоянные магниты; *24* – экранирующая сетка.

их применения для исследования излучательных процессов на поверхности конденсированных сред с использованием явления г.х.л. можно найти в работах [1, 4, 5].

Целью данной работы является представление новой установки для измерения спектрально-кинетических характеристик люминесценции кристаллофосфоров при разных условиях и способах возбуждения, в том числе при возбуждении пучком атомарного водорода, и представление некоторых полученных с ее помощью результатов и ее экспериментальных возможностей.

2. УСТРОЙСТВО УСТАНОВКИ

Установка разработана и изготовлена в отделении экспериментальной физики Инженерной школы ядерных технологий Томского политехнического университета.

В состав установки (рис. 1), кратко представленной в [12], входят:

- вакуумная часть;

 – система подачи молекулярного водорода в область безэлектродного высокочастотного разряда;

 источник атомарного водорода высокочастотный генератор плазмы;

– блок нагрева и контроля температуры;

 комплекс регистрации спектрально-кинетических характеристик г.х.л. и фотолюминесценции (ф.л.);

 – система калориметрической и люминесцентной регистрации атомов водорода.

Высоковакуумная система откачки состоит из форвакуумного спирального ISP-250С (1) и турбомолекулярного TMP-303M (2) насосов, вакуумных вентилей 3a-3e, клапанов 4a, 4b, вакуумметров 5 и 6 (Місго-іоп plus 356002-YD-T, фирма Granville–Philips) и вакуумпроводов. Предельное давление в системе ~1.33 · 10⁻⁴ Па; рабочее давление зависит от интенсивности напуска газа через натекатель DFD Z-750 (7) в кварцевую трубку 8 для генерации высокочастотного (в.ч.) разряда водородной плазмы. Напуск через вакуумный вентиль *36* на баллоне и натекатель DFD Z-750 позволяет поддерживать требуемое рабочее давление газа в интервале 10–0.1 Па по заданной программе.

На конце штанги 17 расположен микронагреватель 12 (YPS-MCH размером 20 × 20 × 1.7 мм), помещенный в фольгу из нержавеющей стали 304 толщиной 0.1 мм. Микронагреватель обеспечивает нагрев люминофора в интервале от 20 до 300°С. На наклонной плоскости микронагревателя на инертной подложке устанавливается исследуемый образец 11. Температура поверхности микронагревателя контролируется термопарой.

Источник молекулярного водорода состоит из генератора водорода *14* (ГВЧ-12М1) — чистота газа 99.999%, баллона для хранения водорода *15* и натекателя для напуска газа 7. Водород получается электролизом дистиллированной воды на ионообменных мембранах в генераторе водорода.

При необходимости генератор водорода используется как первичный источник кислорода. Мембранный метод очистки водорода основан на использовании нанотехнологических полимерных мембран, селективно проницаемых по водороду. Водород хранится в баллоне 15 и подается в область в.ч.-разряда между электродами 9 по системе напуска газа. Интенсивность напуска газа задается компьютерной программой.

Атомарный водород, направляемый на поверхность исследуемого люминофора, генерируется с помощью емкостного безэлектродного высокочастотного разряда в молекулярном водороде. Для генерации плазмы используется: высокочастотный генератор 10 (УВЧ 30-2). Для предотвращения фотоподсветки на люминофор на разрядной трубке используется отсечка света рогом Вуда 8, отсечка ионов поступающих из области разряда выполняется постоянными магнитами 23. Используются неодимовые магниты двух типов: "большой" квадрат К-60-18-05-N (2 экз.) и неодимовый магнит "средний" квадрат К-10-10-05-N (2 экз.) [13]. Для дезактивации возбужденных молекул используется кобальтовая сетка (0.1 мм) [14].

Свет г.х.л. от образца выходит через окно камеры, фокусируется и направляется системой линз и зеркал на щель 19 спектрометра IHR320. Спектр ф.л., г.х.л. записывается п.з.с.-матрицей (п.з.с. – приборы с зарядовой связью) ССD ALTA U47 (20) – Charge-Coupled Device Apogee Imaging Systems(AIS). ССD регистрирует спектры ф.л., г.х.л. и через интерфейс (RS232) сохраняет на жестком диске компьютера (22) с помощью программы KestrelSpec 5.43 Lite. Для охлаждения ССD используется чиллер замкнутого типа SMC (21). В системе регистрации для повышения чувствительности также может использоваться фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.) VSE-FM16. В ф.э.у. использован модуль H11459-20 фирмы НАМАМАТЅU [15]. Светочувствительность 500 мкА/лм. Минимальное время накопления 1 мкс. Информация о спектре г.х.л. записывается на компьютере с помощью программы СОМ Port Toolkit 4.0.

Последовательность действий изучения процессов взаимодействия атомно-молекулярного пучка водорода с поверхностью твердых тел на описанной установке включает следующие этапы:

вакуумная (~6.67 · 10⁻⁴ Па) очистка камеры;

— подача водорода в реактор при давлении $P \sim 10-0.1$ Па в зависимости от режима натекания;

 включение в.ч.-генератора, диссоциация молекул водорода и генерация атомов водорода в в.ч.-плазме низкого давления;

отсечка ионной составляющей магнитами;

 подача эффузионного пучка H + H₂ на исследуемый образец;

– on-line-регистрация спектрально-кинетических характеристик ф.л. и г.х.л. люминофоров.

Схема регистрации спектрально-кинетических характеристик свечения образцов при возбуждении атомами водорода представлена на рис. 2а. Эффузионный пучок $H + H_2$ попадает на поверхность образцов и возбуждает свечение люминофоров, которое регистрируется детектором (ф.э.у. VSE-FM16, CCD-матрица ALTA U47). Схема измерения спектров и кинетических кривых свечения образцов при возбуждении ртутной лампой ДРТ 125-1 через фильтр УФС-06 (320–370 нм) представлена на рис 26. Возбуждение ртутной лампой может вестись одновременно с экспозицией люминофора в пучке $H + H_2$. Температура образцов измеряется хромель-алюмелевой термопарой.

После фильтрации водородной плазмы в магнитном поле получаем атомно-молекулярный пучок водорода со степенью диссоциации $\chi \approx 10\%$. Атомы водорода по тефлоновому каналу с соплом (d = 2 мм) направляются на микрокристаллические образцы люминофора. Для регистрации изменения концентрации атомов водорода используется датчик из вольфрамовой нити накала галогенной лампы Navigator G 6.35 со вскрытой кварцевой колбой [13, 16]. Для регистрации изменения сопротивления вольфамовой нити за счет рекомбинации на ней свободных атомов водорода, использовался мост Уинстона [17].

Плотность потока атомов водорода в эффузионном пучке равна [18]:

$$j, \operatorname{cm}^{-2}\operatorname{c}^{-1} = 1.11 \cdot 10^{22} \chi \frac{aP}{r^2 (MT)^{1/2}} \cos \theta,$$

где a — площадь отверстия в пренебрежимо тонкой стенке (0.03 см²); P — давление газа (0.03—1 мм рт. ст.); M — молярная масса (1 г/моль); T — температура источника (305 K); θ — угол между r и нор-



Рис. 2. Расположение образца, источника атомов, ртутной лампы, средств регистрации люминесценции и управления условиями эксперимента: **a** – возбуждение г.х.л., **б** – возбуждение ф.л.

мально к отверстию (0°); r — расстояние от источника (1 см). На основании приведенной формулы в условиях нашего эксперимента плотность потока атомов, попадающих на образец, равна $j = 8.8 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{18}$ см⁻² с⁻¹.

3. АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ. ПРИМЕРЫ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Электронные процессы на поверхности играют важную роль в оптических полупроводниковых приборах, особенно приборах микроэлектроники. С этим связан большой интерес к изучению процессов рекомбинации и захвата неравновесных носителей в приповерхностной области пространственного заряда и к проблеме излучательных и безызлучательных переходов на поверхности. Исследование излучательной рекомбинации на поверхности методом г.х.л. обладает новыми возможностями, поскольку при г.х.л. первичное возбуждение и свечение локализовано в приповерхностной области (40–70 Å).

Зависимость интенсивности г.х.л. *I*(*t*) от параметров люминесцирующей системы в момент времени *t* имеет вид [4]:

$$I(t) = B\sigma j(t)N(t), \tag{1}$$

где I(t), квантов/(м² · c) — интенсивность г.х.л.; σ — сечение реакции на поверхности, ответственной за возбуждение свечения; B — квантовый выход г.х.л. в такой реакции; N(t) — концентрация центров, ответственных за возбуждение г.х.л. на поверхности; j(t) — плотность потока атомов из газовой фазы.

Центрами свечения в г.х.л. выступают атомные структуры, включающие примесные ионы $(Mn^{2+}, Bi^{3+}, Tm^{3+} и т.д.)$, и их комплексы с адсорбированными частицами, способные поглощать и высвечивать энергию экзотермических актов поверхностных взаимодействий свободных атомов и радикалов в диапазоне спектра от инфракрасного до ультрафиолетового излучения. Интенсивность г.х.л. пропорциональна концентрации примесных ионов на поверхности N(t), и тем самым г.х.л. дает способ люминесцентного анализа люминесцирующих примесей, входящих в состав кристаллофосфора.

Минимальные концентрации примесей, обнаруживаемые методом г.х.л., в пересчете на единицу объема твердого тела равны [4]:

$$n = N^{3/2} = \left[I(t) / B \sigma j(t) \right]^{3/2}$$
(2)

и составляют 10^9 см^{-3} при $I \approx 10^5 \text{ квантов/(см}^2 \cdot \text{с});$ $B \approx 10^{-2}; \sigma = 10^{-17} \text{ см}^2; j \approx 10^{18} \text{ атомов/(см}^2 \cdot \text{с}).$ С помощью г.х.л. удается обнаружить примесь Tm³⁺ в ZnS, Eu³⁺ в AlN и других фосфорах на уровне $10^{-6} - 10^{-5}\%$.

Количественной характеристикой вероятности излучательной рекомбинации атомов на поверхности служит квантовый выход г.х.л.:

$$B = \frac{\eta B_i}{1 + \tau w},\tag{3}$$

где τ — время излучательной релаксации центра свечения в отсутствие тушителя; *w* — вероятность безызлучательного переноса энергии в единицу

времени с возбужденного центра, $B_i = (\tau \Gamma_i)^{-1}, \Gamma_i -$ полная скорость релаксации возбужденного центра свечения.

Эффективность электронного возбуждения атомами Н равна $\eta \approx 10^{-3}$. Пренебрегая потерями при безызлучательном переносе энергии к центрам свечения, получаем нижние оценки [4, 12, 19] вероятности излучательной релаксации центров свечения на поверхности B_i , приведенные в табл. 1.

В представляемой установке, в числе прочего, г.х.л. может изучаться в сравнении со спектрами ф.л. Для возбуждения спектров ф.л. использовалась ртутная лампа ДРТ 125-1. Спектр излучения этой лампы, отфильтрованный фильтром УФС-06, приведен на рис. 3.

На рис. 4 и 5 показаны измеренные спектры г.х.л. и ф.л., полученные при соответствующем возбуждении свечения фосфоров AlN : Eu³⁺ атомами водорода (рис. 4) и ртутной лампой (рис. 5). Спектры регистрировались оптическим спектро-

Люминофор	ZnS : Mn	ZnS : Mn	ZnS : Ag	$ZnS:Tm^{3+}$	CaO : Bi	MgO	AlN : Eu^{3+}
Вероятность B_i , 10^{-2}	10	50	2	60	1.5	3	3
Температура, К	340	300	300	306	360	300	300

Таблица 1. Вероятности излучательной релаксации центров свечения на поверхности

метром IHR320, с ф.э.у. VSE-FM16 и п.з.с.-матрицей ALTA U47 CCD.

Как показано на рис. 4, после нагрева люминофора AlN : Eu³⁺ до 410 К (для сравнения температурного тушения люминесценции на поверхности (г.х.л.) и в объеме (ф.л.)) в спектрах г.х.л._{H+H2} фосфора AlN : Eu³⁺ интенсивность полос 599.3 нм и 661.7 нм увеличилась. Полосы 539.4 нм и 704.0 нм перестали разрешаться. Полученная структура спектра г.х.л. связана с электронными переходами ⁵D₀ \rightarrow ⁷F₁₋₄ в ионе Eu³⁺.

При возбуждении ртутной лампой фосфор AlN : Eu³⁺ преимущественно излучает в широкой полосе с максимумом 486.3 нм ${}^{5}D_{2} \rightarrow {}^{7}F_{1}$ и в узких полосах 630.8 нм ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{2}$ и 672.7 нм ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{3}$. С повышением температуры интенсивность ф.л. фосфора AlN : Eu³⁺ падает.

Спектры г.х.л._{H+H₂} приповерхностной области фосфора AlN : Eu^{3+} заметно отличаются от спектров ф.л. (см. рис. 4, 5).

Результаты спектральных измерений (рис. 4, 5) коррелируют с данными, полученными нами раньше, но значительно лучше структурированы [4, 19].

На рис. 6а, 6б приведены кривые разгорания и затухания люминесценции ZnS : Tm³⁺ в атомар-



Рис. 3. Спектр излучения ртутной лампы ДРТ 125-1 с фильтром УФС-06. Давление в рабочей камере $5.47 \cdot 10^{-4}$ Па, температура 306 К.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

ном водороде, полученные при изменении плотности потока атомов, "выключении" и "включении" атомов водорода.

Эксперименту рис. 6а (кривая 2) соответствует аппроксимирующая зависимость (*t* [c])

$$I(t) = 458e^{-0.0206t} - 358e^{-0.0096t} + 320.$$
 (4)

Величины показателей экспонент и начальные скорости разгорания г.х.л. позволяют определить параметры взаимодействия водорода с поверхностью ZnS : Tm³ – сечения адсорбции и ударной рекомбинации атомов водорода $\sigma_1 = 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ (H + L \rightarrow HL), $\sigma_2 = 3.2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ (H + HL \rightarrow H₂L), скорость десорбции молекул водорода $v_{-3} = 0.005 \text{ c}^{-1}$ (H₂L \rightarrow H₂ + L).

Люминесцентное свечение, возбуждаемое при взаимодействии атомов H с поверхностью, позволяет исследовать in situ рекомбинацию атомов водорода на поверхности ZnS : Tm по ударному Ридила–Или (РИ) и диффузионному Лэнгмюра– Хиншелвуда (ЛХ) механизмам [4]:

$$\begin{split} \mathbf{R} + \mathbf{R}\mathbf{L} & \xrightarrow{\nu_2} \mathbf{R}_2^{\nu} \mathbf{L}, \quad 2\mathbf{R}\mathbf{L} \xrightarrow{k} \mathbf{R}_2^{\nu} \mathbf{L} + \mathbf{L}, \\ \mathbf{R}_2^{\nu} \mathbf{L} + \mathbf{T} \mathbf{m}_{\mathbf{S}}^{3+} & \rightarrow \mathbf{R}_2 \mathbf{L} + (\mathbf{T} \mathbf{m}^{3+})_{\mathbf{S}}^*, \end{split}$$

Интенсивность, 10⁴ отн. ед.



Рис. 4. Спектр люминесценции AlN : Eu³⁺ в атомарном водороде: *1* – 305 К, *2* – 410 К.



Рис. 5. Спектр фотолюминесценции AlN : Eu³⁺ при возбуждении ртутной лампой ДРТ 125-1 с фильтром УФС-06: *1* – 307 К, *2* – 400 К, *3* – 457 К, *4* – 493 К.

$$(\mathrm{Tm}^{3+})^*_{\mathrm{S}} \rightarrow \mathrm{Tm}^{3+}_{\mathrm{S}} + h\mathrm{v}.$$

Интенсивность люминесценции *I* пропорциональна скорости рекомбинации атомов

$$I = Bv_2 N_1 + B_1 k N_1^2.$$
 (5)

Наличие реакции ЛХ проявляется экспериментально (рис. 6б) в резком падении более чем на порядок интенсивности г.х.л. при "выключении" атомов, и далее интенсивность г.х.л. убывает по закону (рис. 6в)

$$I = \frac{I_0}{\left[1 + kN_1(0)t\right]^2}.$$
 (6)

При времени экспозиции 3, 3.5 и 4 ч в атомарном водороде величина скорости реакции ЛХ $kN_1(0)$ составляет соответственно 0.07, 0.072 и 0.073 с⁻¹.

Установка позволяет ступенчато изменять мощность разряда и тем самым плотность потока атомов в пучке. Пропорциональность интенсивности люминесценции плотности потока возбуждающих атомов позволяет построить градуировочные графики n = n(I) соответствия концентрации атомов и интенсивности г.х.л. на основе только люминесцентных измерений (рис. 7).

Представим, что при некоторой концентрации атомов n_0 (потоке j_0) известна интенсивность г.х.л. I_0 люминесцентного датчика. Изменим скачком концентрацию атомов на величину Δn (Δj), например, увеличив или уменьшив мощность в.ч.-разряда. Тогда согласно (1) интенсивность г.х.л. *I* в первый момент изменится на величину ΔI , определяемую величиной Δn (Δj), поскольку в момент скачка N_1 = const в силу инерционности атомно-молекулярных процессов на поверхности. При этом будем иметь:

$$\Delta I/I_0 = \Delta j/j_0 = \Delta n/n_0. \tag{7}$$

Интенсивность г.х.л. I_1 , отвечающая новому стационарному состоянию после скачка, соответствует концентрации атомов $n_1 = n + \Delta n = n_0(1 + \Delta I/I_0)$, которая определяется по величине начальной концентрации n_0 и относительному приращению интенсивности г.х.л. ($\Delta I/I_0$) в момент скачка концентрации. Далее эта процедура может быть продолжена до требуемых концентраций атомов *n*. На рис. 7а представлены концентрационно-временные циклы, а на рис. 7б (кривая *I*) – градуировочный график n = n(I), иллюстрирую-



Рис. 6. Кинетические кривые люминесценции ZnS : Tm^{3+} ($P_{\text{H+H}_2} = 29.3$ Па, температура образца 305 К): **а** – при "включении" потока атомов водорода (1 – эксперимент, 2 – моделирование (4)); **б** – при "выключении" и "включении" атомов водорода ("темновые" паузы – разной длительности); **в** – во время "темновой" паузы (точки – эксперимент, линия – аппроксимация (6)).



Рис. 7. Определение концентрации атомарных газов: **a** – изменение яркости г.х.л. фосфора ZnS : Mn^{2+} при ступенчатом изменении плотности потока атомов водорода (температура 295 K, давление 4.0 Па); **б** – градуировочный график соответствия между концентрацией атомов водорода и интенсивностью г.х.л. ZnS : Mn^{2+} в атомарном водороде (*1* – люминесцентные г.х.л.-измерения, *2* – калориметрические измерения).

щий данный метод. Проверка была осуществлена калориметрическим методом (рис. 76, кривая 2).

Современными ф.э.у. легко может быть зарегистрирована интенсивность свечения 10^4-10^5 квантов/см² · с. При квантовом выходе $B = 10^{-2}-10^{-4}$ (фосфоры ZnS : Tm, ZnS : Mn), сечении рекомбинации $\sigma_2 = 10^{-17}$ с² и заполнении поверхности атомами $N_1 = 10^{13}$ см⁻² для регистрации доступны концентрации атомов 10^6-10^7 см⁻³.

Метод позволяет следить за очень быстрыми изменениями концентраций атомов в изучаемой системе.

Запаздывание между изменением концентрации атомов и люминесцентным откликом датчика ΔI определяется временем излучательной релаксации возбужденных центров свечения в люминесцентном датчике $\tau \approx 10^{-8}$ с. Столь высокие скоростные характеристики метода позволяют применять его для изучения газовых систем в ударных и взрывных процессах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана экспериментальная установка для люминесцентных методов изучения взаимодействия водорода с поверхностей твердых тел. Методы, основанные на явлении гетерогенной хемилюминесценции, дают чувствительный in situ инструмент изучения эффективности электронных излучательных процессов на поверхности, механизмов переноса энергии и процессов деградации поверхности. Приведены краткие примеры сравнительного изучения спектров г.х.л. и ф.л. люминофора AlN : Eu³⁺ при возбуждении атомами водорода и ртутной лампой при различных температурах.

На примере обработки кинетические кривых разгорания и затухания г.х.л. люминофора ZnS : Tm^{3+} при включении и выключении атомно-молекулярного пучка H + H₂ получены параметры атомномолекулярных процессов адсорбции, ударной, диффузионной рекомбинации атомов водорода на поверхности, десорбции молекул водорода и градуировочные зависимости: "концентрация атомов–интенсивность г.х.л.".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Dingkun Zhang, Ming Lin // J. Analysis and Testing. 2017. V. 1. P. 267. https://doi.org/10.1007/s41664-017-0043-3
- 2. Гранкин В.П., Волощук С.А., Гранкин Д.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2010. № 6. С. 92.
- 3. *Михеева И.Л., Куринный В.К., Таякин В.Ю., Мазыра Л.Д.* // Электроника и экология. Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2004. № 2. С. 24.
- 4. Стыров В.В., Тюрин Ю.И. Неравновесные хемоэффекты на поверхности твердых тел. М.: Энергоатомиздат, 2003.
- 5. Shigalugov S.H., Tyurin Y.I., Borovitskaya A.O., Dubrov D.V.// Periódico tchê Química. 2019. V. 16. № 316. P. 810.
- Асеев В.А., Колобкова Е.В., Некрасова Я.А., Никоноров Н.В., Рохмин А.С. // Materials Physics and Mechanics. 2013. V. 17. P. 135.

- Асатрян Г.Р., Бадиков В.В., Кулинкин А.Б., Феофилов С.П. // Физика твердого тела. 2015. Т. 57. Вып. 1. С. 101.
- 8. Поздняков Е.И. // Вестник Северо-Кавказного федерального ун-та. 2013. № 5(38). С. 70.
- Зуев М.Г., Ильвес В.Г., Соковнин С.Ю., Васин А.А., Бакланова И.В. // Физика твердого тела. 2019. Т. 61. Вып. 5. С. 1003. https://doi.org/10.21883/ftt.2019.05.47610.34f
- Мамонова Д.В. // Дис. ... канд. хим. наук. Санкт-Петербургский государственный университет, 2015. 136 с.
- Олейников В.А. // Биоорганическая химия. 2011. Т. 37. № 2. С. 171.
- Tyurin Yu.I., Nikitenkov N.N., Sigfusson T.I., Hashhash A., Yaomin Van, Tolmacheva N.D. // International J. Hydrogen Energy. 2017. V. 42. P. 12448. https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2017.03.058

- 13. http://новосибирск.магниты.pф/neodimovyy-magnit-bolshoy-kvadrat -k-60-18-05-n
- 14. Melin G.A., Madix R.J. // Trans. Faraday Soc. 1971. V. 67. P. 2711. https://doi.org/10.1039/TF9716702711
- $\frac{1110}{2} \frac{110}{10} \frac{10}{10} \frac{$
- 15. https://pdf1.aldatas heet.com/datasheet-pdf/view/ 575324/ HAMAMATSU/ H11459-20.html.
- Jungwook Choi, Jongbaeg Kim // Sensors and Actuators B: Chemical. 2009. V. 136. Issue 1. P. 92. https://doi.org/10.1016/j.snb.2008.10.046
- 17. *Tollefson E.L., Le Roy D.J.* // J. Chem. Phys. 1948. V. 16. № 11. P. 1055. https://doi.org/10.1063/1.1746724
- Кудрявцев Н.Н., Мазяр О.А., Сухов А.М. // УФН. 1993. Т. 163. № 6. С. 75. https://doi.org/10.3367/UFNr.0163.199306c.0075
- Соколов В.А., Хоружий В.Д., Стыров В.В. // Спектроскопия кристаллов. М.: Наука, 1975. С. 295– 297.

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ___ ТЕХНИКА

УДК 537.533.34

ПОВОРОТ НЕМОНОХРОМАТИЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ МАГНИТНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

© 2020 г. В. В. Безуглов^{*a*}, А. А. Брязгин^{*a*}, А. Ю. Власов^{*a*}, Л. А. Воронин^{*a*}, М. В. Коробейников^{*a*}, С. А. Максимов^{*a*}, Р. В. Мелехова^{*a*}, В. Е. Нехаев^{*a*}, А. В. Пак^{*a*}, В. М. Радченко^{*a*}, А. В. Сидоров^{*a*}, В. О. Ткаченко^{*a*}, Б. Л. Факторович^{*a*}, Е. А. Штарклев^{*a*}, *

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11 *e-mail: shtarklev@gmail.com Поступила в редакцию 09.09.2019 г. После доработки 09.09.2019 г. Принята к публикации 25.09.2019 г.

Описана система для поворота немонохроматичных электронных пучков, состоящая из двух одинаковых магнитных зеркал. Распределение магнитного поля по глубине зеркал сформировано так, что за нарастанием напряженности магнитного поля на входе в зеркало следует ее спад по определенному закону. В результате удается компенсировать угловые расходимости немонохроматичных электронных пучков в зазорах зеркал и получить после поворота пучок с фазовыми характеристиками, близкими к начальным. Приведены расчет и экспериментальные данные испытания такого устройства при повороте электронного пучка на 180°.

DOI: 10.31857/S003281622001019X

1. ВВЕДЕНИЕ

Институт ядерной физики СО РАН разрабатывает и производит импульсные высокочастотные ускорители электронов типа ИЛУ для применения в промышленных и исследовательских радиационно-технологических установках. Как правило, ускоренный немонохроматичный электронный пучок, проходя вдоль оси ускорителей ИЛУ, выводится в атмосферу вертикально, но некоторым заказчикам по технологическим соображениям необходим выпуск пучка под углом к оси ускорителя. Для осуществления таких задач представляется целесообразным обеспечить поворот ускоренного пучка в выпускном канале ускорителя. Для поворота немонохроматичного электронного пучка авторы данной статьи предлагают использовать так называемые магнитные зеркала [1].

Магнитное зеркало представляет собой дипольную отклоняющую систему с двумерным распределением магнитного поля, которое создается магнитными полюсами, вытянутыми в одном направлении. Впервые задача поворота пучка заряженных частиц с учетом поля на краях магнитного диполя, а также динамика движения заряженных частиц в нарастающих плоских магнитных полях были рассмотрены в работе [2].

На рис. 1 показана схема поворота пучка в магнитном зеркале M_1 . Областью задания входного угла α является область 1. Эта область лежит в пределах от 0° до практически 90° и характеризуется тем, что при входе в магнит пучок электронов дефокусируется. Область 2 является областью отрицательных ($-\alpha$) углов входа в магнитное зеркало и характеризуется фокусирующим действием нарастающего поля на входе пучка в магнит. Этот эффект подробно описан в работах по электронной спектроскопии и в данной статье не рассматривается.

В связи с тем что при входе в магнитное зеркало (область 1) пучок рассеивается по ширине щели зеркала, ахроматические поворачивающие или смещающие магнитные системы, существующие на данный момент, содержат, помимо плоских поворотных магнитов, еще и фокусирующие элементы, например квадрупольные линзы [3, 4]. К недостаткам таких систем поворота пучка от-



Рис. 1. Области углов входа пучка в магнитное зеркало M_1 .



Рис. 2. Схема поворота пучка на 180°. M_1 , M_2 – магнитные зеркала.

носятся их громоздкость, а также трудности при подборе оптимальных параметров большого числа элементов оптической системы, особенно при изменении энергетических характеристик пучка.

В данной статье предлагается магнитная система для ахроматического поворота пучка, состоящая из двух одинаковых магнитных зеркал с таким распределением магнитного поля по глубине зеркала, при котором сразу за нарастанием напряженности магнитного поля в начале магнита следует ее спад по определенному закону [5]. Этот спад позволяет компенсировать входное рассеивание пучка.

2. РАСЧЕТ ПОВОРОТА ПУЧКА В СИСТЕМЕ ДВУХ МАГНИТНЫХ ЗЕРКАЛ

Рассмотрим систему из двух магнитных зеркал M_1 и M_2 для поворота пучка, например, на 180° (рис. 2). В первый магнит (M_1) пучок входит под углом 45°. Поскольку магнитное зеркало имеет плоское магнитное поле, то для определения трехмерного распределения магнитного поля в зеркале был применен метод аппроксимации поля в плоскости симметрии зеркала отрезками кривых второго порядка. Также были проведены расчеты движения пучка в магнитных зеркалах методом траекторного анализа.

Для этого была численно решена система скалярных уравнений для проекций векторного уравнения движения электронов в магнитном поле. Расчет проводился для электронного пучка с энергией электронов до 2 МэВ и произвольно выбранной немонохроматичностью. Трассировалось 1000 траекторий в двух одинаковых магнитных зеркалах, M_1 и M_2 , с выбранными распределениями магнитного поля в плоскости симметрии зер-

кал: B(z) для M_1 и B(x) для M_2 . Входной диаметр пучка составил 1.5 см, пучок имел гауссово распределение плотности тока и нулевую начальную угловую расходимость.

При рассмотрении трехмерного движения частиц в зеркалах целесообразно проводить расчет траекторий частиц для двух групп проекций, как и принято для дипольных магнитов. Первая группа, в радиальной плоскости симметрии (для M_1 это ZX), представляет собой поворот пучка на 90°, вторая группа, в аксиальной плоскости (XY для зазора магнита M_1), описывает фокусировку и дефокусировку электронного пучка (см. рис. 2).

В ходе траекторных расчетов поворота пучка были опробованы различные формы распределения магнитного поля по глубине зеркала. Численный расчет показал, что распределение с линейно нарастающим до максимума, а затем линейно спадающим (примерно на 30% от максимума) магнитным полем позволяет компенсировать дефокусирующий эффект на входе в магнитное зеркало, и пучок после поворота имеет фазовые характеристики, близкие к начальным.

На рис. З приведена форма распределения магнитного поля, подобранная для ранее указанных параметров пучка. Максимальное значение магнитного поля нормировано на единицу. Залитая серым фоном область (a-b-c-d) — это область взаимодействия магнитного поля зеркала со всеми частицами пучка с выбранными параметрами.

На частицу при входе в зеркало M_1 , кроме основной составляющей магнитного поля, поворачивающей частицу в плоскости XZ, действует составляющая поля в плоскости XY. Эта составляющая знакопеременна и приводит к фокусировке или дефокусировке пучка в зазоре зеркала. На участке a-b происходит дефокусировка, а на участке b-c-d — фокусировка пучка в аксиальной плоскости.

Длина нарастания магнитного поля в зазоре T_1 определяет величину начального расширения пучка в зазоре магнитного зеркала. Каждый линейный участок распределения поля формирует цилиндрическую линзу: участок a-b – дефокусирующую линзу, участок b-c-d – две фокусирующие линзы. Частицы до достижения максимальной глубины входа в зеркало сначала дефокусируются (участок a-b), а затем фокусируются на участках b-c и c-d. Для минимальных энергий спектра основная фокусировка происходит на участке b-c. Для максимальной энергии спектра 2 МэВ фокусирующая область максимальна по глубине – это участок b-c-d.

На рис. 3 также приведены проекции электронных траекторий в зеркале (рис. 36) и кривая распределения магнитного поля B(z) в нем (рис. 3а), со-



Рис. 3. Распределение магнитного поля по глубине зеркала (**a**) и проекции электронных траекторий в зеркале *M*₁ (**б**).



Рис. 4. Радиальное сечение (слева) и развертка аксиального сечения (справа) поворота пучка на 180°.

стоящая из трех vчастков: нарастающего a-b и спадающих b-c и c-d. Длина магнитного зеркала определяется радиусом поворота электронов с энергией 2 МэВ и для данного распределения B(z)равна 0.29 м (см. рис. 3). Из этих же кривых следует, что максимальная величина глубины входа пучка в зеркало равна 0.06 м. На выходе из магнита *М*₁ в плоскости *XZ* мы получаем повернутый на 90° и разложенный по спектру пучок шириной 0.14 м (расстояние АВ на рис. 3б). Угловые коэффициенты нарастающего участка поля и его первого спада выбраны одинаковыми. Максимальная индукция магнитного поля в зазоре зеркала составила 0.07 Тл. Во втором магнитном зеркале M_2 происходит доворот пучка еще на 90° и его обратная трансформация к входным радиальным размерам.

Расчетная радиальная проекция пучка на плоскость симметрии зеркал (плоскость XZ), расположение зеркал M_1 и M_2 , а также аксиальная проекция развертки электронных траекторий на плоскость XY при повороте пучка на 180° показаны на рис. 4. Согласно рисунку, магнитное поле предложенной формы поворачивает пучок на 180° в плоскости XZ, а в плоскости XY происходит дефокусировка и фокусировка пучка, пучок рас-

ширяется примерно в 1.5 раза при входе в магнитные зеркала и затем возвращается к исходным аксиальным размерам при выходе из них.

В данной статье приведены только основные результаты расчета поворота пучка на 180°, более подробная методика расчета и выбор параметров поворотного магнита рассмотрены в [6]. Описанный выше принцип формирования поля по глубине магнитного зеркала позволяет поворачивать электронные пучки с выбранным разбросом энергий на любой угол без потерь, обусловленных дефокусировкой пучка в аксиальной плоскости поворотного магнита. Аналогичные расчеты были проведены, в частности, для поворота пучка на 90° и 270°.

3. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ ДЛЯ ПОВОРОТА ПУЧКА НА 180°

Проверка изложенного выше принципа ахроматического поворота электронного пучка проводилась на импульсном высокочастотном ускорителе электронов ИЛУ-7, разработанном в ИЯФ СО РАН. Конструкция магнитных зеркал для поворота пучка была разработана с учетом известных параметров генерируемого ускорителем



Рис. 5. Конструкция магнитного зеркала в сечении. K_1, K_2 – соответственно внутренние и внешние пары катушек, h – ширина щели зеркала.

ИЛУ-7 электронного пучка. Основной задачей при выборе конструкции магнитного зеркала было получение формы распределения магнитного поля по глубине зеркала, близкой к распределению из трех линейных участков, описанному ранее (см. рис. 3). Была разработана конструкция магнитного зеркала, представляющая собой ш-образный магнитопровод из стальных пластин (сталь 3) с двумя парами катушек — внутренних K_1 и внешних K_2 (рис. 5).

Две пары обмоток вместе с полюсами магнитопровода формируют требуемую форму распределения магнитного поля по оси Z в щели зеркала шириной h. Протяженность полюсов магнитов составила 50 см, глубина магнита — 16.5 см (ось Z), высота — 31 см (ось Y), на каждой из четырех катушек намотано по 270 витков, толщина намотки — 2 см, высота — 10 см. Выбранный размер щели определяется параметрами пучка ускорителя ИЛУ-7 и равен 5 см.

На рис. 6 приведены расчетные распределения магнитного поля по глубине зеркала (в относительных единицах) для нескольких размеров щели зеркала. Анализируя эти зависимости, можно сделать вывод, что при увеличении зазора между полюсами магнита форма распределения магнитного поля по глубине зеркала начинает все больше отличаться от ранее рассмотренной формы



Рис. 6. Расчетные распределения магнитного поля по глубине зеркала для разных размеров щели зеркала.

поля, состоящей из прямолинейных участков (см. рис. 3), фронты распределения становятся более пологими.

Тем не менее, траекторные расчеты движения пучка показали возможность применения всех приведенных на рис. 6 форм распределения магнитного поля для осуществления ахроматического поворота пучка. Таких результатов удалось добиться благодаря возможности регулировки спада распределения магнитного поля путем изменения значений ампервитков внутренних и внешних катушек относительно друг друга. Экспериментально такая возможность реализуется за счет независимого питания двух пар катушек магнита, внутренних и внешних, от двух источников постоянного тока.

При этом главным правилом при выборе параметров магнитного зеркала для ахроматического поворота пучка является равенство дефокусирущих и фокусирующих аксиальных сил, воздействующих на пучок в магнитном поле зеркала.

На рис. 7 приведен чертеж установки для поворота ахроматического пучка на 180° , состоящей из импульсного ускорителя ИЛУ-7, двух магнитных зеркал и вакуумного поворотного канала для транспортировки пучка (размеры указаны в миллиметрах). Толщина стенок поворотной вакуумной камеры из нержавеющей стали 12Х18Н10Т составляет 2 мм, при этом ширина камеры по вакууму равна 45 мм, высота — 146 мм (обусловлена размером *AB* на рис. 36).

4. ПОВОРОТ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ИЛУ-7 НА 180°

Эксперимент проводился на ускорителе ИЛУ-7 в два этапа. Параметры ускорителя: энергия электронного пучка до 2 МэВ, импульсный ток пучка



Рис. 7. Общий вид установки для поворота пучка.

100 мА, длительность импульса тока пучка 400 мкс, частота повторения импульсов тока пучка 2 Гц. Сначала был выполнен поворот пучка на 90° в одном магнитном зеркале. Магнит был расположен под углом 45° к оси движения пучка в выпускном канале ускорителя. После прохождения половины поворотного канала пучок через титановую фольгу выводился в атмосферу и попадал на водоохлаждаемый приемник пучка (коллектор). Весь поворотный канал был изолирован от остальной части ускорителя.

Таким образом, во время эксперимента постоянно снималось два основных сигнала: ток пучка, попадающего на коллектор, и ток пучка, попадающего на стенки поворотного канала. Внешние катушки, так же как и внутренние, были соединены последовательно и запитаны от отдельных источников постоянного тока. Ток питания внешних катушек составил 2.8 А, внутренних — 1.6 А. Эти величины были подобраны во время эксперимента как оптимальные для достижения минимального тока пучка на стенки поворотного канала и максимального — на коллектор, токопрохождение составило 92%.

На рис. 8а приведена осциллограмма эксперимента с двумя сигналами: током пучка в поворотном канале и током пучка на коллекторе после поворота. На рис. 8б показано распределение магнитного поля по глубине зеркала при экспериментальных значениях токов в катушках. Следует отметить, что перед поворотом пучка был проведен эксперимент с незапитанными катушками магнитного зеркала, т.е. был осуществлен прямой выпуск пучка на нижний коллектор. При этом токопрохождение составило те же 92%. Из этого можно сделать вывод, что при повороте пучка на 90° удалось избежать потерь пучка, связанных с самим поворотом.

При помощи дозиметрической пленки, установленной на титановой фольге, был снят отпечаток пучка после поворота на 90° (рис. 9б), размер выпускной щели в канале после поворота на



Рис. 8. Осциллограмма токов пучка при повороте на 90° (а) и распределение магнитного поля в зеркале (б).



Рис. 9. Расчетный (а) и экспериментальный (б) отпечатки пучка после поворота на 90°.



Рис. 10. Осциллограмма токов пучка при повороте на 180° .



Рис. 11. Расчетный (а) и экспериментальный (б) отпечатки пучка после поворота на 180° .

90° составил 130 × 45 мм. Для сравнения на рис. 9а также приведен расчетный отпечаток пучка, расчет был проведен при тех же параметрах пучка и магнитного зеркала, что и эксперимент.

На втором этапе эксперимента был полностью собран поворотный канал установки и осуществлен поворот пучка на 180°. Так же как и в первом эксперименте снималось два сигнала: ток пучка на поворотном канале и ток пучка на верхнем коллекторе, расположенном после выхода пучка из поворотного канала в атмосферу. Токи питания катушек первого магнита (*M*₁) составили: 2.82 А для внешних катушек и 1.55 А для внутренних (что практически совпадает с токами питания в первом эксперименте); второго магнита (*M*₂): 2.69 А и 1.61 А соответственно. Токопрохождение составило 73%. На рис. 10 приведена осциллограмма эксперимента с двумя сигналами: током пучка в поворотном канале и током пучка на коллекторе после поворота. Также был снят отпечаток пучка после поворота на 180° на выпускной фольге. На рис. 11 приведены экспериментальный (рис. 11б) и расчетный (рис. 11а) отпечатки пучка.

Таким образом, при повороте пучка на 180° потери по току пучка составили 19%, причем пучок теряется на стенках вакуумной камеры во время прохождения второй половины поворотного канала. Этот эффект можно объяснить, проанализировав отпечаток пучка, полученный после поворота на 90° (см. рис. 9). На нем четко видно распределение пучка по энергиям: более высокие энергии образуют плотный след в нижней части отпечатка, не превышающий по ширине 1.5 см, в то время как низкие энергии спектра образуют в верхней части отпечатка хвосты, расходящиеся по всей ширине щели.

При дальнейшем движении пучка на прямом участке поворотного канала до второго магнитного зеркала эти хвосты, расширяясь в аксиальной плоскости, оседают на стенках вакуумной камеры. Для подавления этого эффекта в дальнейшем необходимо либо увеличивать размеры вакуумной камеры поворотного канала, либо улучшать энергетический спектр пучка.

5. ВЫВОДЫ

На основе высокочастотного ускорителя электронов ИЛУ-7 была изготовлена установка, состоящая из двух магнитных зеркал и выпускного вакуумного канала, при помощи которой был выполнен поворот немонохроматичного электронного пучка с максимальной энергией до 2 МэВ на 180°. Магнитные зеркала, описанные в данной работе, также позволяют поворачивать немонохроматичные электронные пучки на любой другой угол. Данные поворотные системы могут применяться в промышленных и исследовательских радиационно-технологических установках наряду с другими магнитооптическими элементами ускорителей заряженных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кельман В.М., Явор С.Я., Фишкова Т.Я. // ЖТФ. 1960. Т. 30. Вып. 2. С. 129.

- 2. Хургин Я.Л. // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. Вып. 7. С. 824.
- 3. *Panofsky Wolfgang K.H., McIntyre J.A.* // The Review of Scientific Instruments. 1954. V. 25. № 3. P. 287.
- 4. Владимирский В.В., Кошкарев Д.Г. // ПТЭ. 1958. № 6. С. 46.
- 5. *Брязеин А.А., Нехаев В.Е., Радченко В.М., Штарклев Е.А.* Патент на изобретение № 2463749 РФ // Опубл. 10.10.2012. Бюл. № 28.
- 6. Брязгин А.А., Нехаев В.Е., Панфилов А.В., Радченко В.М., Факторович Б.Л., Штарклев Е.А. Препринт № 2014-15 ИЯФ СО РАН, Новосибирск: 2014.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2020, № 2, с. 102–108

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 621.384.659

СРАВНЕНИЕ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С УСКОРИТЕЛЯМИ НА ОСНОВЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ТЕРМОЭМИТТЕРОВ

© 2020 г. Г. А. Баранов^b, В. А. Гурашвили^a, И. Д. Джигайло^{a,*}, О. В. Комаров^b, С. Л. Косогоров^b, В. Н. Кузьмин^a, В. С. Немчинов^a, В. И. Сень^a, Н. А. Успенский^b, В. Я. Шведюк^b

^а ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пушковых, владение 12 ^b НИИ электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова Россия, 196641, Санкт-Петербург, Металлострой, дорога на Металлострой, 3 *e-mail: dji@triniti.ru Поступила в редакцию 20.11.2019 г. После доработки 20.11.2019 г.

Принята к публикации 28.11.2019 г.

Рассмотрен широкоапертурный низкоэнергетичный ускоритель электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда (в.т.р.) в сравнении с ускорителями на основе ряда протяженных термоэмиттеров. Приведены основные конструктивные особенности и достоинства ускорителей с в.т.р. Показана возможность получения в них высокой плотности выведенного за фольгу тока электронного пучка, 56 мкА/см², и достаточно высоких, по сравнению с ранее достигнутыми, значений коэффициента вывода пучка, 35%. Полученные характеристики сравнимы с параметрами ускорителей на основе ряда протяженных термоэмиттеров. Продемонстрирована возможность работы ускорителя с в.т.р. как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме без изменения его конструкции. Проведены исследования различных ион-электронных оптических систем ускорителей с в.т.р. и показаны преимущества систем щелевого типа.

DOI: 10.31857/S0032816220030027

Разработка электроионизационного способа накачки газовых лазеров [1–3] обусловила повышенный интерес к источникам внешней ионизации на основе пучков быстрых электронов – широкоапертурным электронным ускорителям. Основной их особенностью является возможность синхронного облучения пучком электронов обрабатываемых поверхностей площадью до нескольких тысяч квадратных сантиметров либо газовых объемов большого сечения, что делает привлекательным их использование в тонкопленочных и объемных электронно-химических и плазмохимических технологиях.

Наибольшее распространение приобрели ускорители, в которых получение и формирование пучка электронов обеспечивается в планарных электронно-оптических системах с катодом в виде ряда протяженных прямонакальных дискретных термоэмиттеров, выполненных обычно из вольфрамового сплава [4, 5]. Так, в работе [5] описан ускоритель с триодной электронно-оптической системой, генерирующий в непрерывном режиме электронный пучок сечением 40×50 см² и устойчиво работающий со средней плотностью выведенного тока 80 мкА/см² при ускоряющем напряжении 185 кВ и коэффициенте вывода пучка 46%. Под коэффициентом вывода пучка подразумевается отношение величины тока электронного пучка, выведенного из ускорителя, к величине тока электронов, падающих на устройство вывода опорную решетку с фольгой.

Наряду с ускорителями на основе термоэмиттеров, широкое применение находят ускорители электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда (в.т.р.) [6–8].

Принцип действия этих ускорителей (рис. 1) основан на использовании явления ион-электронной эмиссии, возникающей при бомбардировке холодного катода в.т.р. (металлической пластины из нержавеющей стали) быстрыми ионами высоковольтного тлеющего разряда [9, 10]. Ионы извлекаются из области прианодной плазмы, генерируемой с помощью вспомогательного разряда, ускоряющим полем катода в.т.р., провисающим в отверстия в аноде в.т.р.



Рис. 1. Элементарная ячейка ускорителя на основе в.т.р. *А*, *D* – ускоряющий и дрейфовый промежутки соответственно.

При этом в промежутке "анод-катод" зажигается несамостоятельный высоковольтный тлеющий разряд, в поле которого происходит ускорение и перезарядка ионов, которые при бомбардировке катода вызывают эмиссию электронов. Последние ускоряются этим же полем и, пройдя ускоряющий и дрейфовый промежутки, через фольгу выводятся из ускорителя. В работе [10] показано, что теоретически при обеспечении соосности отверстий в аноде δ_a и опорной решетке δ_{sw} (см. рис. 1) можно получить высокие значения коэффициента вывода пучка, поскольку потери пучка электронов при прохождении такой структуры будут минимальными.

В состав ускорителя на основе в.т.р. входят: катод в.т.р. — металлическая пластина, находящаяся под потенциалом ускоряющего напряжения; анод в.т.р. — перфорированная пластина под "земляным" потенциалом; устройство вывода пучка электронов, состоящее из опорной решетки с фольгой. Анод делит объем ускорителя на два промежутка: ускоряющий A, в котором происходит ускорение ионов к катоду и электронов в обратном направлении, и дрейфовый D — зону горения вспомогательного разряда. Катод и анод в.т.р., а также опорная решетка образуют ионэлектронную оптическую систему (и.э.о.с.).

Одним из основных преимуществ ускорителей в.т.р. является диапазон рабочего давления в вакуумной камере, составляющий $10^{-3}-10^{-4}$ Торр, что позволяет существенно упростить систему откачки по сравнению с ускорителями с термокатодами, где рабочее давление $10^{-6}-10^{-7}$ Торр.

Важнейшим достоинством ускорителей на основе в.т.р. является конструкция катодного узла, в качестве которого используется металлическая пластина. Она достаточно проста по сравнению со сложным катодно-сеточным блоком ускорителей на основе термоэмиссии, содержащим ряд протяженных проволочных термоэмиттеров и две сетки с системами компенсации термоудлинения. При этом требуются независимые источники питания накала и сеточного управления.

Катод ускорителя в.т.р., в отличие от термоэмиттеров, не чувствителен к аварийным прорывам атмосферы, его долговечность и надежность на несколько порядков выше аналогичных характеристик термоэмиттеров, в случае необходимости легко обеспечивается возможность его принудительного охлаждения. Кроме того, он обладает значительно более высокой устойчивостью к вибрационным нагрузкам, что имеет существенное значение при использовании ускорителей в транспортируемых вариантах электрофизических установок.

Таким образом, конструкция ускорителей такого типа определяет более высокую надежность его эксплуатации при меньшей стоимости изготовления по сравнению с ускорителями на основе термоэмиттеров. Также принцип действия ускорителя в.т.р. позволяет формировать не только плоские потоки электронов, но при необходимости делать их цилиндрическими с углом обработки внешних или внутренних цилиндрических поверхностей до 180°.

Система питания ускорителей на основе в.т.р. имеет один высоковольтный канал ускоряющего напряжения. Питание вспомогательных источников, обеспечивающих управление током ускорителя, осуществляется со стороны земляного потенциала, в то время как питание катодов и сеточное управление в ускорителях на основе термоэмиттеров осуществляются под полным ускоряющим напряжением.

Изложенные далее результаты исследований являются продолжением разработок широкоапертурных ускорителей на основе в.т.р., представленных в работах [11, 12].

В [11] описан широкоапертурный ускоритель ТУР-М на основе высоковольтного тлеющего разряда, разработанный для целей радиационных технологий. Ускоритель, генерирующий в импульснопериодическом режиме выведенный электронный пучок сечением 190 \times 30 см² и мощностью до 6 кВт, имел ион-электронную оптическую систему с перфорацией анода в.т.р. и опорной решетки круглыми отверстиями диаметром 6 мм, расположенными в порядке плотной гексагональной упаковки (сотового типа).

Амплитуда импульсов ускоряющего напряжения достигала 250 кВ, частота следования импульсов составляла 100 Гц при длительности импульса 30 мкс, плотность тока выведенного пучка электронов в импульсе – 2 мА/см², что соответствовало среднему по времени значению плотности тока 6 мкА/см². Значения коэффициента вывода пучка достигали 25%. Ускоритель был установлен в пилотную технологическую линию по радиационному отверждению мономер-олигомерных композиций на различных материалах на Тверском комбинате "Искож", прошел 72-часовые сдаточные испытания и использовался для отработки различных радиационных технологий.

В работе [12] представлен широкоапертурный электронный ускоритель на основе в.т.р. для экспериментального образца генератора озона нового типа на основе несамостоятельного продольного объемного разряда в газоразрядной камере. Генератор озона разрабатывался для очистки воды на водоочистных сооружениях.

В ускорителе применена и.э.о.с. с перфорацией анода и опорной решетки соосными рядами щелей (щелевого типа) и с каналами охлаждения между рядами. Ускоритель имел круглое выводное окно диаметром 50 см с площадью апертуры ~2000 см². Работа ускорителя обеспечивалась в технологическом импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов 100 Гц и длительностью импульса 25 мкс в течение 4 ч. Амплитуда ускоряющего напряжения 220 кВ, амплитуда тока выведенных электронов до 13 А в импульсе, что соответствовало импульсной плотности тока 6.5 мА/см² или ее среднему значению за период ~16 мкА/см². Коэффициент вывода пучка составлял 32%.

В данной работе представлены результаты исследований широкоапертурного низкоэнергетичного ускорителя электронов на основе в.т.р. На рис. 2 приведена конструктивная схема ускорителя.

В вакуумной камере 3 на высоковольтном проходном изоляторе 4 размещается катод в.т.р. 1, рабочая часть которого представляет собой металлическую пластину. Анод в.т.р. 2 находится под потенциалом "земли" и делит объем ускорителя на два промежутка: ускоряющий A и дрейфовый D. Рабочие зоны анода в.т.р. и опорной решетки 5, на которой лежит фольга 6, перфорированы соосными отверстиями. Опорная решетка с фольгой является выводным устройством ускорителя с сечением выведенного электронного пучка 30×45 см².

При зажигании вспомогательного разряда и подаче на катод в.т.р. высокого напряжения в ускоряющем промежутке загорается несамостоятельный высоковольтный тлеющий разряд. При этом его напряжение пробоя (максимальное значение удерживаемого напряжения) соответствует левой ветви кривой Пашена [13].

Несамостоятельный в.т.р. обеспечивается поджигаемым в дрейфовом промежутке вспомогательным разрядом. Для генерации плазмы использован тлеющий вспомогательный разряд с тонкопроволочными анодами как обеспечивающий наиболее



Рис. 2. Схема ускорителя на основе в.т.р. 1 -катод в.т.р.; 2 -анод в.т.р.; 3 -вакуумная камера; 4 -высоковольтный проходной изолятор; 5 -опорная решетка; 6 -фольга; 7 -анод вспомогательного разряда; A, D -ускоряющий и дрейфовый промежутки соответственно; $U_{\rm уск} -$ ускоряющее напряжение; $U_{\rm всп} -$ напряжение вспомогательного разряда.

высокую эффективность при относительно простом конструктивном решении. Катодом вспомогательного разряда являются стенки вакуумной камеры в дрейфовом объеме, анодом 7 служат один или несколько электродов в виде тонких вольфрамовых нитей диаметром 0.35 мм, на которые подается напряжение зажигания 1-2 кВ. После зажигания вспомогательного разряда напряжение горения составляет 50-800 В в зависимости от условий: давления, рода газа, наличия дополнительных источников электронной подсветки. В данном ускорителе использованы два источника вспомогательного разряда, расположенные по краям апертуры электронного пучка за ее пределами, с анодами, установленными параллельно длинной стороне выводного устройства.

Для повышения устойчивости горения вспомогательного разряда и расширения его рабочего диапазона по давлению использованы дополнительные источники электронной подсветки в виде отрицательно смещенных относительно "земли" термоэмиттеров. Последние расположены в непосредственной близости от каждого анода вспомогательного разряда и имеют собственные источники питания накала и отрицательного смещения.

В проведенных исследованиях использованы различные варианты ион-электронных оптических систем и рассмотрена возможность работы как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме.



Рис. 3. Зависимости средней плотности тока j_e выведенного электронного пучка (**a**) и коэффициента вывода k (**б**) от ускоряющего напряжения U_{yck} для ионэлектронной оптической системы сотового типа.

Исследовался вариант и.э.о.с. с перфорацией анода в.т.р. и опорной решетки соосными круглыми отверстиями диаметром 10 мм с перемычками между ними 1 мм, расположенными в порядке плотной гексагональной упаковки (сотового типа). Геометрическая прозрачность такой структуры составляет 75%. Предварительные эксперименты показали, что использование анода в.т.р. толщиной 3 мм с отверстиями вышеуказанного диаметра приводит к разрушению фольги в элементарной круглой ячейке выводного устройства (см. рис. 1), что свидетельствует о слишком высокой плотности электронного тока в ячейке. Для уменьшения плотности тока в ячейке необходимо снизить плотность тока ионов на катоде в пределах ячейки путем либо уменьшения диаметра отверстия в аноде в.т.р., либо увеличения толщины анода.



Рис. 4. Конструктивные характеристики анода в.т.р. и опорной решетки ускорителя с и.э.о.с. щелевого типа.

Использование анода, состоящего из двух пластин толщиной 3 мм каждая, перфорированных отверстиями диаметром 10 мм, с промежутком между пластинами 14 мм, привело к резкому уменьшению общего тока ускорителя. Для его увеличения был использован один анод с наложенной на него тонкой сеткой с квадратной ячейкой из проволоки диаметром 0.3 мм с шагом 0.7 мм, геометрической прозрачностью 49%. Такое техническое решение обеспечило уменьшение тока ионов на катод, кроме того, сетка фиксировала положение границы плазмы вспомогательного разряда, с которой происходит извлечение ионов. Однако дополнительная сетка, установленная на тонком аноде, резко уменьшила его суммарную геометрическую прозрачность, что исключило достижение высоких значений коэффициента вывода пучка.

На рис. 3 приведены примеры экспериментально полученных характеристик ускорителя с и.э.о.с. сотового типа. В непрерывном режиме работы ускорителя была получена плотность тока выведенного пучка до 22 мкА/см² при ускоряющем напряжении до 150 кВ и коэффициенте вывода пучка, не превышающем 15%. Точность измерения ускоряющего напряжения составляла ±2%, плотности тока электронного пучка – ±5%.

На следующем этапе исследовался вариант и.э.о.с. с щелевой оптикой. На рис. 4 представлена геометрия использованного варианта щелевой оптики.

Анод и опорная решетка перфорированы с шагом *s* рядами щелевых ячеек шириной *d* и длиной *l*. Длинные оси щелей параллельны длинной стороне выводного устройства. В перемычках шириной *B*, расположенных с шагом *L* между рядами щелевых ячеек, могут быть выполнены каналы

БАРАНОВ и др.

Элемент конструкции и.э.о.с.	<i>d</i> , мм	<i>l</i> , мм	<i>S</i> , MM	L, мм	<i>В</i> , мм	Н, мм
Анод в.т.р.	6	70	10	80	10	10
Опорная решетка	7	68	10	80	12	25

Таблица 1. Основные геометрические параметры и.э.о.с. щелевого типа

охлаждения. В табл. 1 приведены геометрические характеристики анода и опорной решетки.

При установке анода относительно опорной решетки обеспечена соосность щелей в аноде и опорной решетке, а перемычка *B* в опорной решетке находится в "электронной тени" соответствующей перемычки в аноде в.т.р. Результаты исследования характеристик ускорителя с и.э.о.с. щелевого типа приведены на рис. 5–7.

На рис. 5 представлена управляющая характеристика ускорителя при различных ускоряющих напряжениях. Характеристика близка к линейной и демонстрирует хорошую управляемость тока ускорителя током вспомогательного разряда и слабую зависимость от величины ускоряющего напряжения, т.е. возможность независимой регулировки тока и энергии электронов пучка.

Рисунок 6 демонстрирует заметно более высокие значения плотности тока выведенного пучка и коэффициента вывода ускорителя с щелевой оптикой по сравнению с оптикой сотового типа до 47 мкА/см² и до 35% соответственно.

Результаты объясняются более выгодными оптическими условиями: отсутствием сетки, резко снижающей не только геометрическую прозрачность, но и соосность расположения диафрагм в оптической системе, а также выбранной толщи-



Рис. 5. Зависимости тока ускорителя от тока вспомогательного разряда для и.э.о.с. щелевого типа при различных значениях ускоряющего напряжения (цифры у кривых).

ной анода. При проведении исследований была получена средняя плотность выведенного тока $j_{max} = 56 \text{ мкA/см}^2$ при ускоряющем напряжении 170 кВ, при этом ограничения по напряжению в непрерывном режиме работы ускорителя были связаны только с типом высоковольтного проходного изолятора и в разработанной конструкции не носили характера принципиальных ограничений высоковольтного тлеющего разряда.



Рис. 6. Зависимости плотности тока выведенного электронного пучка (а) и коэффициента вывода электронного пучка (б) от ускоряющего напряжения для и.э.о.с. щелевого типа при разных значениях тока вспомогательного разряда: 1 - 96; 2 - 88; 3 - 55; 4 - 25.5 мА.



Рис. 7. Распределение плотности тока по сечению электронного пучка с и.э.о.с. щелевого типа вдоль оси по длинной стороне выводного окна. *А*-*A* – границы апертуры пучка; *1* – корпус опорной решетки; *2* – перемычки опорной решетки.

Это подтверждается проведением серии испытаний в импульсно-периодическом режиме работы ускорителя. При работе данного ускорителя без изменений конструкции с оптикой сотового типа и двойным анодом при питании от импульсных систем как по каналу ускоряющего напряжения, так и по каналу вспомогательного разряда были достигнуты плотности тока электронного пучка до 5 мА/см² в импульсе при ускоряющем напряжении до 210 кВ с частотой повторения до 100 Гц импульсов длительностью 30 мкс.

Для оценки характера распределения плотности тока по сечению выведенного пучка электронов проведены измерения в режиме реального времени с помощью измерительной системы [14]. Датчиками тока в системе являлись цилиндры Фарадея со встроенным преобразователем отрицательных значений электронного тока в положительный потенциал, что позволяло компенсировать падение напряжения на датчике до потенциалов, близких к нулю, и обеспечивать корректную оценку тока электронного пучка в данной точке пространства. Эта отличительная особенность измерительной системы является принципиальной, в этом случае цилиндр Фарадея не накапливает заряд поглощенных электронов за время измерения и не вносит заметных искажений в измеряемую величину, поскольку его собственный потенциал близок к нулю. Результаты измерений для ускорителя с и.э.о.с. щелевого типа приведены на рис. 7.

Использовались 32 датчика, размещенных в измерительной матрице в два ряда, по 16 датчиков, с шагом 30 мм. Матрица с датчиками располагалась на расстоянии 15 мм от окна выводного устройства вдоль его длинной стороны. Для получения результатов с большей пространственной точностью данные снимались последовательно, за несколько включений ускорителя с аналогичными параметрами со сдвигом линейки на полшага размещения датчиков, т.е. через 15 мм.

Провалы в распределении плотности тока на рис. 7 обусловлены "электронной тенью" от перемычек в аноде и опорной решетке, при увеличении расстояния от фольги выводного устройства до измерительной матрицы глубина провалов уменьшается.

Приведем более подробное описание ускорителя в составе электрофизической установки. По результатам исследований показано, что ускоритель на основе в.т.р. обеспечивает генерацию электронного пучка сечением 30 × 45 см² как в импульсно-периодическом, так и в непрерывном режиме и может быть использован как для технологических, так и для иных применений. Устройство не предназначено для длительной непрерывной работы, поэтому охлаждение элементов и узлов ускорителя не предусмотрено.

Диапазон рабочих давлений 8 · 10⁻⁴-2 · 10⁻³ Торр обеспечивался с помощью форвакуумного агрегата АВД-150/25 с азотной ловушкой и натекателя рабочего газа (азот, гелий). Давление в камере измерялось вакуумметрическими датчиками ПМТ-4М и ПМИ-10-2.

Ускоряющее напряжение до 200 кВ с током до 300 мА в непрерывном режиме подавалось на ускоритель от каскадного высоковольтного генератора ГНК-0.2-0.3 по кабелю КПВ-1/300. Питание высоковольтного генератора — трехфазная сеть с частотой 400 Гц — обеспечивалось статическим преобразователем ПСЧ-50. Управляемый тиристорный регулятор, установленный по первичной стороне ГНК-0.2-0.3, обеспечивал компенсацию выходного напряжения при переходе от режима "холостого хода" работы выпрямителя к режиму работы с нагрузкой. Характерные осциллограммы работы ускорителя в непрерывном режиме приведены на рис. 8.

При работе в импульсно-периодическом режиме использовался высоковольтный модулятор с выходным высоковольтным трансформатором, обеспечивающий ускоряющее напряжение до 220 кВ с током до 25 А в импульсе и частотой до 100 Гц.

Таким образом, по результатам исследований показана возможность получения в широкоапертурных ускорителях на основе в.т.р. высокой плотности выведенного за фольгу тока электронного пучка, до 56 мкА/см², и достаточно высоких коэффициентов вывода пучка, 35%, что превышает значения, ранее достигнутые на ускорителе этого типа. Полученные характеристики сравнимы с параметрами ускорителей на основе системы протяженных термоэмиттеров. Показаны ос-



Рис. 8. Характерные осциллограммы работы ускорителя в непрерывном режиме. 1 – ток ускорителя $I_{\text{нагр}}$ (масштаб по вертикали 60 мА/деление); 2 – ток выведенного пучка с коллектора (12.3 мА/деление); 4 – ускоряющее напряжение $U_{\text{уск}}$ (59.1 кВ/деление). Масштаб по горизонтали 1 с/деление.

новные конструктивные особенности и достоинства ускорителей с в.т.р. по сравнению с ускорителями на основе ряда протяженных термоэмиттеров. Продемонстрирована возможность работы ускорителя с в.т.р. как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме без изменения конструкции. Показаны преимущества ион-электронных оптических систем щелевого типа ускорителей с в.т.р. по сравнению с системами сотового типа.

В заключение необходимо отметить, что выбор того или иного типа широкоапертурного ускорителя электронов должен определяться отдельно в каждом конкретном случае в зависимости от технических требований, условий применения и целей использования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басов Н.Г., Беленов Э.М., Сучков А.Ф., Данилычев В.А. // Квантовая электроника. 1971. № 3. С. 121.

- 2. Fenstermacher C.A., Nutter M.J., Rink J.P., Boyer K. // Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II. 1971. V. 16. № 1. P. 42.
- 3. Глотов Е.П., Данилычев В.А., Чебуркин Н.В. // Труды ФИАН. 1983. Т. 142. С. 3.
- Аброян М.А., Бодакин Л.В., Косогоров С.Л., Манукян Г.Ш., Шведюк В.Я., Джигайло И.Д., Красюков А.Г. // Сб. докладов "Десятого международного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине". (С.Петербург, октябрь, 2001) М.: ЦНИИатоминформ, 2001. С. 422.
- Баранов Г.А., Бодакин Л.В., Гурашвили В.А., Джигайло И.Д., Комаров О.В., Косогоров С.Л., Кузьмин В.Н., Сень В.И., Ткаченко Д.Ю., Успенский Н.А., Шведюк В.Я. // ПТЭ. 2013. № 1. С. 81. https://doi.org/10.7868/S0032816213010047
- Pigache D., Fournier G.A. // Vacuum Sci. Technol. 1975. V. 12. № 6. P. 1197.
- 7. *Pigache D., Bonnet Y., Fournier G.A.* // Proc. Intern. Conf. on phenom. in ionized gases. Minsk, 1981. P. 865.
- Isaacs G.G., Jordan D.L., Dooley P.Y. // J. Phys. and Sci. Instrum. 1979. V. 12. P. 115.
- 9. Аброян М.А., Успенский Н.А., Федяков В.П. // ПТЭ. 1984. № 4. С. 24.
- Аброян М.А., Евстратов И.Ю., Косогоров С.Л., Мотовилов С.А., Сиротинкин В.В., Шапиро В.Б. // ПТЭ. 1998. № 2. С. 83.
- Аброян М.А., Баранов В.Е., Богомазов П.М., Косогоров С.Л., Плахотнюк В.П., Сиротинкин В.В., Сытых Д.С., Чумичев В.А., Шапиро В.Б., Шведюк В.Я. // В сб. "Тезисы докладов седьмого совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве" (С.-Петербург, июнь, 1992) М.: ЦНИИатоминформ, 1992. С. 18.
- 12. Аброян М.А., Косогоров С.Л., Мотовилов С.А., Туманов И.А., Шведюк В.Я. Разработка и исследование генератора озона на основе несамостоятельного разряда и пути повышения его эффективности // В кн. "Развитие и совершенствование способов и средств очистки и обеззараживания питьевых и сточных вод". Вологда: Полиграфист, 2003. С. 65–70.
- 13. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- Аброян М.А., Косогоров С.Л., Набокова И.В., Успенский Н.А., Чумичев В.А., Шапиро В.Б., Шведюк В.Я. // ПТЭ. 2007. № 4. С. 109.
_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 621.391.272

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГОГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2020 г. А. Р. Гасанов^{*a*,*}, Р. А. Гасанов^{*a*,**}, Р. А. Ахмелов^{*a*,***}, Э. А. Агаев^{*a*,***}

^a Азербайджанская Национальная академия авиации Азербайджан, AZ1045, Баку, просп. Мардакан, 30 *e-mail: afig.gasanov.51@mail.ru **e-mail: ruslan-icq@mail.ru ***e-mail: rovshan.ahmadov96@list.ru ***e-mail: elgun84@yahoo.com Поступила в редакцию 29.10.2019 г. После доработки 29.10.2019 г. Принята к публикации 22.11.2019 г.

Рассмотрены особенности акустооптического взаимодействия для случая, когда длительность акустического импульса намного меньше времени пересечения оптического пучка упругим волновым пакетом. Показано, что в этих условиях акустический волновой пакет превращается в сканирующий элемент, который извлекает информацию об энергогеометрических параметрах поперечного сечения лазерного пучка. Изложена последовательность извлечения информации о конфигурации поперечного сечения лазерного пучка и закона распределения плотности потока мощности в нем. Установленные положения и закономерности подтверждены численными расчетами. Результаты численного анализа апробированы экспериментально на макете акустооптического процессора с прямым детектированием. Проведен сравнительный анализ результатов теоретических и экспериментальных исследований в контексте действенности предложенного метода измерения энергогеометрических параметров лазерного излучения.

DOI: 10.31857/S0032816220020111

Акустооптические процессоры (а.о.п.) применяются для решения широкого спектра радиотехнических задач. Обработка сигналов во временной области является олним из наиболее приоритетных направлений [1–4]. Именно такая задача решается при построении радиолокационных симуляторов [5, 6]. В а.о.п. эффективная обработка сигналов во временной области обусловлена низкой скоростью распространения упругой волны в фотоупругой среде (ф.у.с.). Скорость распространения упругой волны также предопределяет характер и параметры акустооптического взаимодействия. Конструктивно а.о.п. реализуется на основе акустооптического модулятора (а.о.м.), который состоит из ф.у.с. и прикрепленного к ее торцу электроакустического преобразователя (э.а.п.).

Электрический сигнал с частотой в диапазоне от десятков мегагерц до единиц гигагерц подводится к э.а.п., который возбуждает в ф.у.с. упругую волну с размерами поперечного сечения, равными длине и ширине э.а.п. соответственно. При падении лазерного пучка в апертуру ф.у.с. (в данном случае под углом Брэгга) наблюдается фотоупругий эффект, т.е. часть света отклоняется. Пространственное положение и интенсивность отклоненного луча определяются параметрами подведенного к э.а.п. радиочастотного электрического сигнала. Отклоненный световой пучок регистрируется фотоприемником.

Временные и частотные характеристики а.о.п. с прямым детектированием достаточно подробно исследованы в работе [7], в которой проведен ряд теоретических исследований, а полученные результаты апробированы путем численного анализа и подтверждены экспериментальными исследованиями.

Полученные в [7] результаты, сформулированные утверждения и выводы действенны для случая, когда длительность входного импульса τ_i больше времени пересечения оптического пучка акустической волной, т.е. $\tau_0 = d/v$, где d – диаметр лазерного пучка, v – скорость распространения акустической волны в ф.у.с., которая примерно в 10⁵ раз меньше скорости распространения электромагнитной волны.



Рис. 1. Геометрия акустооптического взаимодействия в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка с круглым поперечным сечением.

Вместе с тем исследования показали, что в случае $\tau_i < \tau_0$ на выходе а.о.п. также формируется некоторый отклик, который обладает свойствами, пригодными для решения ряда других задач [8].

Целью данной работы являются вывод расчетных соотношений для оценки параметров реакции а.о.п. на входное прямоугольное воздействие с длительностью $\tau_i < d/v$ и разработка методических основ использования этих соотношений для измерения энергогеометрических параметров лазерного пучка.

На рис. 1 приведено сечение акустооптического взаимодействия упругого волнового пакета длительностью τ_i и шириной H с оптическим пучком диаметром d в плоскости x0z.

В соответствии с рис. 1 длина линии взаимодействия фронта упругого волнового пакета с лазерным пучком в плоскости *x*0*z* является функцией координаты *x* и определяется уравнением

$$H'(x) = 2[d(x - x_0) - (x - x_0)^2]^{0.5}$$

при $x_0 \le x \le x_0 + d,$ (1)

где *х* – текущая координата, *x*₀ – расстояние от э.а.п. до точки акустооптического взаимодействия.

Примем, что длительность упругого волнового пакета отвечает требованию $\tau_i \ll \tau_0$. В этих условиях определяемая выражением

$$S_1(x) = v\tau_i H'(x) \tag{2}$$

площадь сечения акустооптического взаимодействия в плоскости x0z, являясь функцией координаты x, будет намного меньше площади поперечного сечения оптического пучка, так как $d >> v\tau_i$ (рис. 1). Вместе с тем длительность взаимодействия будет определяться временем пересечения лазерного пучка акустическим волновым пакетом. Поэтому длительность импульса на выходе а.о.п. будет равна $d/v = \tau_0$, что намного больше длительности упругого волнового пакета. При этом длительности времени нарастания и спада



Рис. 2. График распределения мощности в круглом поперечном сечении лазерного пучка.

импульса на выходе а.о.п. будут равными длительности упругого волнового пакета.

Мощность отклоненного светового пучка с равномерным распределением интенсивности в пределах площади его поперечного сечения $S_1(x)$ определяется выражением:

$$P_1(x) = S_1(x)I_1 = S_1(x)I_0\eta = S_1(x)\eta P_0/S_0, \qquad (3)$$

где I_0 и I_1 – интенсивности падающего и отклоненного световых пучков, η – дифракционная эффективность, S_0 и $P_0 = S_0 I_0$ – соответственно площадь поперечного сечения и мощность падающего в апертуру а.о.м. светового пучка.

Дифракционная эффективность а.о.м. при постоянной мощности входного электрического сигнала является постоянной величиной для выбранной конструкции а.о.п. Поэтому изменение мощности отклоненного в первый порядок светового пучка будет обусловлено только площадью $S_1(x)$, которая определяется из формулы (3) следующим образом:

$$S_1(x) = P_1(x) / (\eta P_0 / S_0).$$
(4)

Формула (4) позволяет заключить, что по измеренной зависимости $P_1(x)$ можно определить конфигурации поперечного сечения отклоненного светового пучка, которая почти не отличается от конфигурации поперечного сечения падающего в апертуру а.о.м. лазерного пучка. При этом, чем меньше длительность входного импульса, тем точнее результаты измерения. В этом случае акустический волновой пакет превращается в сканирующую линию, которая, перемещаясь по оси x, извлекает информацию о конфигурации поперечного сечения лазерного пучка.

Численный анализ 1. Рассмотрим взаимодействие лазерного пучка с акустическим волновым пакетом при d = 1.6 мм, $P_0 = 3$ мВт, v = 3.6 км/с (ТФ-7), $\tau_i = 0.2$ мкс, $x_0 = 0.4$ мм, $\eta = 0.3$.

Построенный по формуле (3) график функции распределения мощности в поперечном сечении лазерного излучения $P_1(x)$ приведен на рис. 2.

Так как плотность потока мощности равномерно распределена в поперечном сечении лазерного пучка, то форма кривой на рис. 2 с точностью до постоянного множителя воспроизводит конфигурацию его поперечного сечения (в данном случае круглого).

Генерация лазерного пучка с равномерным распределением плотности потока мощности практически невозможна. Как правило, теоретические методы определения закона распределения плотности потока мощности не отличаются высокой точностью. Поэтому для решения указанной проблемы разрабатываются различные экспериментальные методы и приборы для их реализации [9].

Вышеприведенную интерпретацию акустооптического взаимодействия можно использовать для экспериментального определения закона распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка. Для этого с помощью соответствующего отверстия формируется лазерный пучок с постоянной шириной, т.е. с неизменным размером по оси *x* (рис. 3).

В этих условиях соотношение (3) приобретает следующую форму:

$$P_1(x) = S_1 \eta P_0 f(x) / S_0, \tag{5}$$

где f(x) — функция распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка.

В этом случае изменение мощности отклоненного в первый порядок светового пучка будет обусловлено только f(x), которая определяется из формулы (5) следующим образом:

$$f(x) = P_1(x)S_0/S_1\eta P_0.$$
 (6)

В соответствии с формулой (6), по измеренной зависимости $P_1(x)$ можно определить закон распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка.

Численный анализ 2. Рассмотрим взаимодействие лазерного пучка с нормальным (гауссовым) распределением с акустическим волновым пакетом при H = 1.6 мм, $P_0 = 3$ мВт, v = 3.6 км/с, $\tau_i = 0.2$ мкс, $x_0 = 0.4$ мм, $\eta = 0.3$.

Гауссово распределение адаптируется к рассматриваемой ситуации следующим образом:

$$f(x) = \exp\left[\frac{-(x - x_0 - 0.5H')^2}{2(0.5H')^2}\right]$$
(7)
при $x_0 \le x \le x_0 + H'.$

Построенный по формуле (5) график функции распределения мощности в поперечном сечении лазерного излучения $P_1(x)$ приведен на рис. 4.

График на рис. 4 однозначно соответствует формуле (7).

Экспериментальные апробации. Схема макета для экспериментальных исследований приведена



Рис. 3. Геометрия акустооптического взаимодействия в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка с квадратным поперечным сечением.



Рис. 4. График распределения мощности в квадратном поперечном сечении лазерного излучения.



Рис. 5. Схема макета для экспериментальных исследований.

на рис. 5. Там же показана применявшаяся измерительная аппаратура. Здесь в качестве источника света используется полупроводниковый лазер *L*. Лазерный пучок падает в апертуру а.о.м. под углом Брэгга.

Сформированный в генераторе импульсов Г5-54 прямоугольный импульс с необходимыми параметрами модулирует колебание высокочастотного генератора Г4-107 (работает в режиме внешней импульсной модуляции) и синхронизирует осциллограф MSO4052. Частота колебания генератора Г4-107 выбирается равной центральной частоте а.о.м., что в наших экспериментах составляет 80 МГц. Отклоненный свет проходит через отверстие в диафрагме *D* и детектируется ФЭУ-114.



Рис. 6. Осциллограммы импульсов на входе (*1*) и на выходе (*2*) а.о.п. с параметрами v = 3600 м/с, d = 1.6 мм, $\tau = 0.7$ мкс.

Осциллограммы напряжений на входе и на выходе а.о.п. с параметрами v = 3600 м/c, d = 1.6 мм, $\tau = 0.7 \text{ мкс}$ приведены на рис. 6. Длительность входного импульса (определяется по осциллограмме на уровне 0.5 от максимального значения) равна $\tau_i \approx 0.2 \text{ мкс}$. Время нарастания, в течение которого напряжение на выходе изменяется от 0.1 до 0.9 своего максимального значения, равно примерно 200 нс, что равно длительности входного импульса и полностью совпадает с приведенным выше утверждением. Длительность выходного импульса равна 0.44 мкс, что также соответствует установленному выше положению.

Была снята зависимость длительности выходного импульса $\tau_{\text{вых}}$ от длительности входного импульса $\tau_{\text{вх}}$, график которой изображен на рис. 7.

Из экспериментального графика на рис. 7 очевидны следующие особенности формирования выходного импульса: 1) если длительность входного импульса меньше времени пересечения оптического пучка акустическим волновым пакетом (в данном случае она составляет примерно 0.4 мкс), то длительность выходного импульса определяется величиной d/v и не зависит от длительности входного импульса; 2) если длительность входного импульса больше времени пересечения оптического пучка акустическим волновым пакетом, то длительность выходного импульса формирования составляет примерно 0.4 мкс), то длительность выходного импульса аравна длического пучка акустическим волновым пакетом, то длительность выходного импульса равна длительности входного импульса.

Экспериментальные данные однозначно совпадают с результатами численного анализа.

Выводы. В известных применениях а.о.п. используется для обработки сигнала, который подается на его электрический вход. При этом параметры оптической волны считаются априори известными. Очевидно, что такой подход оставляет в тени возможные отклонения параметров лазера от принятых норм.



Рис. 7. График экспериментальной зависимости $\tau_{\text{вых}}(\tau_{\text{вх}})$.

Описанный выше метод решает диаметрально противоположную задачу. Входной импульс с малой длительностью используется как сканирующий элемент (линия) и используется для считывания информации об энергогеометрических характеристиках лазерного пучка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Shakin O.V., Nefedov V.G., Churkin P.A. // Conference "Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems". St Petersburg State University of Aerospace Instrumentation. St Petersburg, Russia. November 26–30, 2018. P. 340.
- Yushkov K.B., Molchanov V.Ya., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V. // Phys. Rev. 2017. V. 96. Issue 4. № 043866. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.043866
- Schubert O., Eisele M., Crozatier V., Forget N., Kaplan D., Huber R. // Optics Lett. 2013. V. 38. P. 2907. https://doi.org/10.1364/OL.38.002907
- Chandezon J., Rampnoux J.-M., Dilhaire S., Audoin B., Guillet Y. // Optics Express. 2015. V. 23. P. 27011. https://doi.org/10.1364/OE.23.027011
- Okon-Fafara M., Kawalec A.M., Witczak A. // Proc. SPIE. 2019. V. 11055. https://doi.org/10.1117/12.2525032
- Diewald A.R., Steins M., Müller S. // Advances in Radio Science. 2018. V. 16. P. 203. https://doi.org/10.5194/ars-16-203-2018
- 7. Гасанов А.Р., Гасанов Р.А., Ахмедов Р.А., Агаев Э.А. // Измер. техника. 2019. № 9. С. 46. https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2019-9-46-52
- 8. Гасанов А.Р., Гасанов Р.А. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 54. https://doi.org/10.7868/S0032816218030114
- Zotov K.V., Bazarov T.O., Fedorov V.V., Savichev I.A., Korolkov A.E., Mukhankov D.M., Konyashkin A.V., Ryabushkin O.A. // Proc. SPIE. Optical Sensors. 2019. 110282C. https://doi.org/10.1117/12.2521562

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.646

ЭЛЕКТРОННЫЙ КОМПАКТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ЭКОС ДЛЯ СПУТНИКОВ CUBESAT

© 2020 г. С. Д. Шувалов^{*a*,*}, А. Ю. Шестаков^{*a*}, А. В. Носов^{*a*}, М. В. Митюрин^{*b*}, Д. А. Моисеенко^{*a*}, Р. Н. Журавлев^{*a*}

^а Институт космических исследований РАН Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32 ^b НПП "АСТРОН-ЭЛЕКТРОНИКА" Россия, 302019, Орёл, ул. Веселая, 2 *e-mail: shuvalovsergei@gmail.com Поступила в редакцию 06.11.2019 г. После доработки 27.11.2019 г. Принята к публикации 30.11.2019 г.

Описан электронный компактный спектрометр ЭКОС, предназначенный для одномоментной (здесь и далее означает одновременное накопление счета электронов с различными параметрами) регистрации электронов солнечного ветра в относительно широком диапазоне энергий. Компьютерное моделирование схемы электронной оптики прибора позволило получить следующие аналитические характеристики: диапазон одномоментно регистрируемых энергий от E_0 до $4.7E_0$ с разрешением ~25%, одномоментное поле зрения по азимутальному углу ~50°, поле зрения по полярному углу ~15° (разрешение по данному направлению отсутствует). К настоящему моменту изготовлен макет блока электронной оптики, габариты которого вместе с платой электроники и детекторным узлом составляют 72 × 95 × 57 мм, что обеспечивает возможность установки прибора на спутники формата CubeSat. Проведены лабораторные испытания координатно-чувствительного детектора устройства, демонстрирующие возможность разрешения ~10-ти полос в каждом из двух измерений, что достаточно для обеспечения функционирования данной оптики.

DOI: 10.31857/S0032816220030040

1. ВВЕДЕНИЕ

Для анализа параметров электронов солнечного ветра разработана конструкция электронного компактного спектрометра ЭКОС, электроннооптическая схема которого основана на электростатическом анализе заряженных частиц. Ключевой особенностью разрабатываемого прибора являются его малые габариты, что отличает его от анализаторов типа top-hat, используемых в настоящее время для решения аналогичных задач [1, 2]. Существующие в настоящее время приборы, в которых одномоментная регистрация широкого спектра электронов по энергии достигается путем разделения частиц в неоднородном магнитном поле [3], имеют, как правило, большие размеры магнитной системы, что делает данный тип устройств неприменимым на космических аппаратах формата CubeSat (малые космические аппараты, построенные из блоков размером 100 × 100 × 100 мм и массой не более 1.33 кг; каждый такой блок называется Unit (U)) [4].

На рис. 1 представлена фотография разрабатываемого макета прибора ЭКОС с используемой при измерениях системой координат, где ϕ – азимутальный угол, а θ – полярный. Создаваемый спектрометр электронов способен детектировать частицы в диапазоне энергий от 30 эВ до 10 кэВ и позволит проводить быстрый анализ распределения по энергиям потока электронов за счет большой площади входного окна и возможности одномоментной регистрации широкого диапазона энергий (от E_0 до 4.7 E_0). (Под одномоментной регистрацией здесь и далее подразумевается одновременное накопление счета электронов с различными параметрами.) Частота записи кадров с информацией зависит от параметров используемой электроники, ожидается, что она составит ~5 Гц. Расчетное разрешение прибора $\Delta E/E$ составляет ~25% и зависит от энергии и угла прихола частицы.

Требования к энергетическому разрешению электронных спектрометров определяются их научными задачами. Так, например, спектрометр электронов солнечного ветра SWEA [2], установленный на спутнике Mapca MAVEN, имеет разрешение 17%, что обусловлено требованием различать плазму солнечного ветра и электроны ионосферного



Рис. 1. Фотография макета прибора. В левом верхнем углу – используемая при измерениях система координат: ϕ – азимутальный угол, а θ – полярный.

происхождения. Прибор ЭКОС предназначен для проведения непрерывного мониторинга солнечного ветра на борту малого космического аппарата и измерения скорости и концентрации его электронов. Для решения данной задачи существенными параметрами являются поле зрения прибора и диапазон измеряемых энергий, энергетическое разрешение при этом не играет определяющей роли. Угловой размер пучка электронов солнечного ветра составляет менее 10°, однако малые космические аппараты, как правило, имеют ограниченную точность задания ориентации, что диктует требование к более широкому полю зрения прибора. Энергии электронов в солнечном ветре лежат в диапазоне 30 эВ-10 кэВ.

2. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ПРИБОРА И ПРИНЦИП ЕГО РАБОТЫ

Метод, используемый в приборе ЭКОС для анализа распределения электронов по энергии и углу, основан на разделении заряженных частиц в электростатическом поле двух плоских зеркал, разделенных коллиматором (рис. 2). Конструктивно прибор состоит из дефлектора, в состав которого входят входное окно 1 и плоский электрод 2; коллиматора 3, представляющего собой комбинацию из двух диафрагм 3.1 и 3.2, заключенных в закрытый корпус; энергоанализатора, внутри которого размещен плоский электрод 4; и координатно-чувствительного детектора (к.ч.д.) на основе микроканальных пластин 5.

Дефлектор предназначен для увеличения числа переотражений, которые претерпевают кванты ультрафиолетового излучения Солнца на пути от входного окна прибора к детектору, что необходимо для уменьшения ложного счета частиц. Электроны внутри данного узла прибора разворачиваются от входного окна, на котором размещена проводящая сетка, по направлению к коллиматору под действием квазиоднородного электростатического поля, создаваемого электродом 2, на который подается отрицательный потенциал, и заземленным корпусом.

Коллиматор служит для отбора электронов, скорости которых направлены в определенном угловом диапазоне, составляющем ~15° по поляр-



Рис. 2. Центральное сечение блока электронной оптики прибора вдоль плоскости *XZ* (см. рис. 1), выполненное в программе SIMION. *1* – входное окно, *2* – электрод дефлектора, *3* – коллиматор, *4* – электрод энергоанализатора, *5* – детектор. Сплошными линиями обозначены траектории движения электронов с десятью различными энергиями, значения которых равномерно распределены от E_0 до 4.7 E_0 . Векторы начальных скоростей частиц имеют азимут 0°; полярный угол распределен в диапазоне –(36°–46°).

ному углу и ~50° по азимутальному. Это достигается путем использования двух диафрагм, одна из которых (3.1) имеет форму полумесяца, а другая (3.2) – круга (см. рис. 2).

В энергоанализаторе происходит разделение электронов, имеющих различные энергии, по координате в электростатическом поле плоского электрода, на который также подается отрицательный потенциал. Для обеспечения одномоментной регистрации заряженных частиц с энергиями от 1 до 4.7 кэВ потенциал на электроде дефлектора должен быть равен —2.55 кВ, а на электроде энергоанализатора —3.1 кВ. Для изменения диапазона регистрируемых энергий требуется прямо пропорционально изменить потенциалы на обоих электродах.

Детектор на основе микроканальных пластин представляет собой серийное изделие ВЭУ-7М с коллектором, изготовленным по схеме "клиньяполосы" (wedge-and-strip) [5] и состоящим из трех анодов, сигналы с которых усиливаются зарядочувствительными усилителями (з.ч.у.). Соотношения амплитуд импульсов, зарегистрированных каждым з.ч.у., дают информацию о координатах прилета частицы на детектор и, соответственно, угле ее прилета и энергии. Более подробное описание работы детектора и результаты его лабораторных испытаний приведены ниже, в разд. 4.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИКИ ПРИБОРА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Для определения регистрируемых диапазонов энергий, азимутальных и полярных углов влета электронов, а также разрешения прибора по энергии была построена модель электронной оптики в программе SIMION [6]. Так как оптика прибора симметрична относительно плоскости рис. 2, достаточно было провести моделирование для половины регистрируемых прибором азимутальных углов.

Начальные координаты частиц разыгрывались равномерно случайным образом на прямоугольнике, параллельном плоскости *XY* и ограниченном с одной стороны плоскостью, параллельной *XZ* и касающейся диафрагмы *3.2*, а с другой – размерами входного окна. Полярные углы начальной скорости частиц равномерно разыгрывались в диапазоне 38° – 62° , азимутальные – 0° – 30° .

Моделирование проводилось 5 раз для следующих начальных энергий частиц: 1, 2, 3, 4, 4.7 кэВ. Распределения начальных полярных и азимутальных углов частиц всех энергий, долетевших до плоскости детектора, представлены на рис. 3. Согласно полученным распределениям, поле зрения прибора составляет ~15° по полярному углу и ~25° по азимутальном углу в каждом из двух направлений.

Энергетическое разрешение было измерено для трех азимутальных углов. Для этого для каж-



Рис. 3. Распределения начальных полярных (справа) и азимутальных (слева) углов скоростей электронов, достигших детектора. Начальные энергии частиц: 1, 2, 3, 4, 4.7 кэВ.

дой из пяти энергий были отобраны 3 группы частиц, векторы начальных скоростей которых имели азимутальные углы, находящиеся в диапазонах: 0°-5°, 5°-15° и 15°-25°. Затем координаты каждой группы частиц на детекторе были спроецированы на прямую, проходящую через проекцию круглой диафрагмы на плоскость детектора и составляющую с плоскостью XZ угол 0°, 10° и 20° в зависимости от исследуемого азимута. При помощи линейного преобразования (индивидуального для каждого азимута) координата каждой частицы на данной оси была переведена в энергию. Получившиеся распределения частиц приведены на рис. 4. Энергетическое разрешение прибора $\Delta E/E$ было оценено как отношение полной ширины каждого пика на полувысоте к средней энергии и приведено в табл. 1.

4. ЛАБОРАТОРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ДЕТЕКТОРНОГО УЗЛА ПРИБОРА

Для проверки функционирования координатно-чувствительного детектора и определения его пространственного разрешения была изготовле-

Таблица 1. Энергетическое разрешение прибора для различных азимутальных углов и энергий

ф, градус	Энергетическое разрешение, %, для энергий, кэВ						
	1	2	3	4	4.7		
0	38	35	26	20	6		
10	40	38	29	20	7		
20	35	38	25	17	7		



Рис. 4. Распределения координат частиц с энергиями 1, 2, 3, 4 и 4.7 кэВ на детекторе для азимутальных углов 0° (**a**), 10° (**б**) и 20° (**в**).

на мира из металлической пластины толщиной 0.5 мм с просверленными в ней отверстиями двух разных диаметров, расположенными в узлах квадратной сетки с шагом 5 мм. Диаметр крупных отверстий составил 1.0–1.2 мм, мелких – 0.5–0.7 мм. Данная мира была установлена над детектором прибора, и через нее проводилась непосредственная засветка детектора электронным пучком.

Измеренные при регистрации отдельной частицы амплитуды импульсов *A*, *B*, *C* каждым з.ч.у. могут быть переведены в координаты прилета этой частицы на детектор при помощи следующих формул:

$$X = \left(\frac{aA}{aA + bB + cC} + x_0\right)x_s;$$
$$Y = \left(\frac{bB}{aA + bB + cC} + y_0\right)y_s,$$

где коэффициенты $a, b, c, x_0, y_0, x_s, y_s$ подбираются вручную и зависят от геометрии анодов и параметров используемой электроники.

Полученное в результате такой операции двухмерное распределение частиц на детекторе представлено на рис. 5а.

Для оценки пространственного разрешения детектора было построено горизонтальное сечение распределения частиц на детекторе, прошедших через центральный ряд отверстий миры (рис. 5б). Так как пятно на детекторе является сверткой функции пропускания миры и передаточной функции



Рис. 5. а – изображение, полученное на детекторе при его освещении электронным пучком через миру, горизонтальные полосы обозначают пределы интегрирования приведенного снизу распределения; $\mathbf{\delta}$ – горизонтальный профиль распределения частиц на детекторе, над каждым пиком указана его полная ширина на полувысоте в миллиметрах.

детектора, то в приближении их функциями Гаусса можно записать:

$$s^2 = r^2 + d^2.$$

где *s* – зарегистрированная ширина пика; *d* – размер отверстия; *r* – пространственное разрешение детектора.

Таким образом, для представленных на рис. 5 пиков разрешение детектора варьируется от 1.7 до 3.1 мм, что позволяет различить ~10 полос в каждом из измерений.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разрабатываемый прибор ЭКОС предназначен для проведения мониторинга электронов солнечного ветра с высоким временным разрешением, что достигается благодаря одномоментной регистрации частиц относительно широкого диапазона энергий. Поле зрения прибора 15° × 50° позволит постоянно удерживать в видимости пучок солнечного ветра размером <10° с учетом ограниченных возможностей поддержания ориентации малых космических аппаратов. Расчетное энергетическое разрешение спектрометра ~25% обеспечивает решение задачи мониторинга солнечного ветра, а его малые габариты – возможность его размещения в 1U формата CubeSat. Заявленный диапазон измеряемых энергий 30 эВ–10 кэВ по-

крывается $n = \log_{4.7} \frac{10^4}{30} \approx 4$ последовательными

переключениями потенциалов на блоке электронной оптики, что позволяет снимать полный спектр электронов с частотой ~1 Гц. Проведенные лабораторные испытания детектора продемонстрировали его достаточное пространственное разрешение для обеспечения потребностей блока электронной оптики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов выражает благодарность О.Л. Вайсбергу за полезные рекомендации, высказанные в ходе разработки прибора.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-72-20134.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Burt J., Smith B.* // IEEE Aerospace Conference Proc. 2012.
 - https://doi.org/10.1109/aero.2012.6187025
- Mitchell D.L., Mazelle C., Sauvaud J.-A., Thocaven J.-J., Rouzaud J., Fedorov A., Rouger P., Toublanc D., Taylor E., Gordon D., Robinson M., Heavner S., Turin P., Diaz-Aguado M., Curtis D.W., Lin R.P., Jakosky B.M. // Space Sci. Rev. 2016. V. 200. Issue 1–4. P. 495.
 - https://doi.org/10.1007/s11214-015-0232-1
- Michell R.G., Samara M., Grubbs G., Ogasawara K., Miller G., Trevino J.A., Webster J., Stange J. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2016. V. 121. Issue 6. P. 5959. https://doi.org/10.1002/2016JA022637
- 4. www.cubesat.org
- Martin C., Jelinsky P., Lampton M., Malina R.F. // Rev. Sci. Instrum. 1981. V. 52(7). P. 1067. https://doi.org/10.1063/1.1136710
- 6. www.simion.com

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2020, № 2, с. 118–141

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ___ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК УДК 520.6.07

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПЛЕКСА ЗЕРКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ И РЕНТГЕНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА ART-XC АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ "СПЕКТР-РГ"

© 2020 г. М. Н. Павлинский^{*a*}, А. Ю. Ткаченко^{*a*}, В. В. Левин^{*a*}, А. В. Кривченко^{*a*}, А. А. Ротин^{*a*}, М. В. Кузнецова^{*a*}, И. Ю. Лапшов^{*a*}, А. Н. Семена^{*a*}, Н. П. Семена^{*a*,*}, Д. В. Сербинов^{*a*}, Р. А. Кривонос^{*a*}, А. Е. Штыковский^{*a*}, А. Л. Яскович^{*a*}, В. Н. Олейников^{*a*}, И. А. Мереминский^{*a*}, А. Г. Глушенко^{*a*}, С. В. Мольков^{*a*}, С. Ю. Сазонов^{*a*}, В. А. Арефьев^{*a*}

> ^а Институт космических исследований РАН Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32 *e-mail: semena@iki.rssi.ru Поступила в редакцию 11.09.2019 г. После доработки 11.09.2019 г.

Принята к публикации 21.09.2019 г.

Представлены модели и результаты экспериментальных исследований характеристик новых для отечественного приборостроения объектов: рентгеновской зеркальной системы и стрипового полупроводникового детектора из CdTe, применяемых в первом российском зеркальном рентгеновском телескопе ART-XC. Данный телескоп входит в состав международной космической обсерватории "Спектр-РГ", которая в июле 2019 г. стартовала в точку либрации L2 в 2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816220020056

введение

В 2019 году началась работа международной астрофизической обсерватории "Спектр-Рентген-Гамма" [1], основной задачей которой является выполнение обзора всего неба в рентгеновском диапазоне длин волн. Ожидается, что этот обзор будет рекордным по чувствительности, угловому и энергетическому разрешению.

Космический аппарат "Спектр-РГ" включает два рентгеновских зеркальных телескопа — российский ART-XC [2] и немецкий eROSITA [3], которые установлены на российской космической платформе "Навигатор". Данные телескопы взаимно дополняют друг друга по диапазону энергий. Немецкий телескоп регистрирует рентгеновские фотоны в диапазоне энергий 0.3–10 кэВ, российский — в более жестком диапазоне 5–30 кэВ.

13 июля 2019 г. обсерватория была успешно запущена ракетой-носителем "Протон-М" с разгонным блоком ДМ-03 в окрестность точки либрации L2. Планируемая продолжительность миссии составляет 6.5 года.

ART-XC является абсолютно новым объектом для отечественного приборостроения. Это первый отечественный опыт использования зеркал косого падения и уникальных стриповых полупроводниковых детекторов российского производства.

Для корректной интерпретации научной информации, получаемой с телескопа ART-XC, необходимы достоверные модели основных параметров его детекторов и зеркальных систем. В данной статье представлены такие модели, сформированные на основании экспериментальных исследований характеристик рентгеновских зеркал и детекторов по отдельности и в комплексе.

ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Телескоп ART-XC (Astronomical Roentgen Telescope — X-ray Concentrator) представляет собой 7 одинаковых соосных оптических модулей, каждый из которых содержит рентгеновскую зеркальную систему (р.з.с.), в фокусе которой размещен рентгеновский спектрометрический и координаточувствительный детектор, установленный в узел рентгеновского детектора (у.р.д., см. рис. 1).

Конструктивно все р.з.с. объединены в рентгеновскую оптическую систему *POC*, а все у.р.д. в комплекс рентгеновских детекторов *КРД*. *POC* и *КРД* совмещены посредством конического углепластикового корпуса. Поле зрения каждого де-



Рис. 1. Телескоп ART-XC и его основные элементы. *РОС* – рентгеновская оптическая система, *КРД* – комплекс рентгеновских детекторов.

тектора ограничено трехслойным (Al–Cu–Sn) коллиматором. Для калибровки детекторов в полете каждый детекторный блок оснащен выдвигающимся калибровочным рентгеновским источником из комбинации изотопов ²⁴¹Am и ⁵⁵Fe, который обеспечивает загрузку детектора на уровне ≤500 отсчетов/с с высоты ~7 см.

Объектами исследований являлись p.з.c., y.p.д., а также комплекс p.з.c.–y.p.д.

Р.з.с. представляет собой 28 коаксиальных зеркальных оболочек с профилем Wolter-I (парабола–гипербола) [4, 5], консольно вклеенных в несущий "паук" (см. рис. 2).

Материал оболочек р.з.с. — сплав кобальт—никель. Покрытие зеркальной поверхности — иридий, толщиной десятки нанометров, плотностью 90% от номинальной. По коэффициенту отражения рентгеновского излучения в диапазоне энергий до 25—30 кэВ иридий сопоставим с многослойными покрытиями и более предпочтителен по сравнению с золотом, начиная с энергии выше 10 кэВ. В Маршалловском космическом центре (MS-FC/NASA) было изготовлено 8 р.з.с., 7 из которых были установлены в летном образце телескопа ART-XC, 8-я получила статус запасной. В 2014 году все зеркальные системы прошли калибровку в MSFC/NASA [6].

Полупроводниковый рентгеновский детектор ART-XC (рис. 3) создан в Институте космических исследований (ИКИ) РАН. Основой детектора является кристалл CdTe размером 30 × 30 мм и толщиной 1 мм, изготовленный фирмой Acrorad специально для данного детектора [7].

Измерение координаты попадания фотона на поверхность детектора обеспечивают 48 параллельных токопроводов – стрипов на каждой стороне кристалла. Стрипы на двух сторонах взаимно перпендикулярны. Информация со стрипов каждой стороны кристалла считывается с помощью отдельной микросхемы ASIC (applicationspecific integrated circuit) VA64TA1 норвежской компании Ideas.

Рабочая площадь детектора составляет 28.56 × × 28.56 мм², размер номинального пикселя изоб-



Рис. 2. Р.з.с. АRT-XC. **а** – оптическая схема Wolter I; **б** – общий вид р.з.с. *1* – зеркальные оболочки; *2* – "паук"; *3* – внешняя нагреваемая оболочка; Dfr_{28} , Dfr_1 – входная апертура соответственно внешней и внутренней оболочек; f_W – фокусное расстояние р.з.с.



Рис. 3. У.р.д. ART-XC. *1* – CdTe-детектор; *2* – детекторный узел; *3, 8, 9* – соответственно нижняя, средняя и верхняя электронные платы; *4* – основание у.р.д.; *5* – герметичный бокс; *6* – рентгенопрозрачное окно; *7* – корпус у.р.д.; *10* – крышка у.р.д.; *11* – входная апертура у.р.д.

ражения 595 × 595 мкм. Герметичный корпус кристалла детектора имеет входное окно из бериллия Ø30.05 мм и толщиной 100 мкм. Геометрический центр кристалла в модуле у.р.д.29 смещен относительно центра входного отверстия на -0.11 мм по оси *X* и на -0.37 мм по оси *Y*. Рабочая зона детектора, расположенная под входным отверстием, имеет площадь 689.6 мм², что соответ-

ствует телесному углу ~0.31 град² для пары р.з.с.
– детектор.

В ходе создания телескопа ART-XC, в ИКИ РАН было собрано и испытано более 30 детекторных модулей, 7 из которых были установлены в летном образце телескопа.

Для испытаний комплекса p.з.c.–y.p.д. использовалась запасная p.з.c. с идентификатором MS6 совместно с детекторным модулем, имеющим номер у.р.д.29. Испытания проводились в течение года с октября 2016 по сентябрь 2017 г.

УСТАНОВКИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Основной экспериментальной установкой являлся наземный испытательный калибровочный стенд ИКИ РАН. В нем проводились исследования характеристик р.з.с. и у.р.д. по отдельности и при их взаимодействии. Кроме того, в статье использованы результаты калибровок р.з.с. на стенде MSFC/NASA.

Испытательный стенд позволяет в условиях вакуума сформировать квазипараллельный поток рентгеновских фотонов, направленный на объект исследования, и ориентировать объект с высокой точностью относительно направления этого потока.

Стенд состоит из двух основных частей: вакуумной камеры длиной 4 м и Ø1 м и состыкованной с ней вакуумируемой трубы длиной 60 м с переменным диаметром от 600 до 309 мм. Вакуумная камера находится в помещении класса ISO-8 и предназначена для размещения объекта исследований. Вакуумируемая труба обеспечивает коллимацию рентгеновского излучения от источника, установленного на ее конце.

В качестве источников рентгеновского излучения использовались сменные микрофокусные рентгеновские трубки фирмы Oxford Instruments с различными анодами, а также рентгеновская трубка Mini-X Ag фирмы Amptek. В испытаниях в основном использовались трубки с анодами из хрома, меди и молибдена. На рис. 4 показаны вакуумная камера, узел источника рентгеновского излучения, размещенный на краю вакуумируемой трубы, и объекты исследования — р.з.с. и у.р.д. внутри вакуумной камеры.

От рентгеновской трубки детектор размещался на расстоянии ~64 м, а р.з.с. на расстоянии ~61 м. Оба объекта устанавливались на гексаподах, обеспечивающих дистанционное управление их положением.

Поле зрения детектора ограничено коллиматором в виде трубы с внутренним диаметром 40 мм, в основании которого располагается блок калибровочного источника, позволяющий дистанционно вводить в поле зрения детектора источник ²⁴¹Am и ⁵⁵Fe. Температура детектора стабилизировалась в диапазоне $-22 \pm 1^{\circ}$ C при помощи внешнего элемента Пельтье, охлаждаемого водой, температура которой поддерживалась в диапазоне 10–11°C.

Основой калибровочного стенда MSFC/NASA является труба длиной 103.3 м. При такой базе

фокусное расстояние р.з.с. составляет 2772.4 мм. В фокальной плоскости использовался детектор XR-100T-CdTe Amptek с размером кристалла 5×5 мм, который мог перемещаться в фокальной плоскости по двум координатам. Для определения эффективной площади р.з.с. детектор XR-100T-CdTe передвигался последовательно с шагом 5 мм по двум координатам, полученные спектры по 9 (3 × 3) положениям суммировались, угловые размеры синтезированной детекторной площадки составляли ~18.6' × 18.6'. Этот подход применялся для определения эффективной площади р.з.с. для энергий <15 кэВ. На энергиях >15 кэВ детектор не передвигался, а выставлялся в фокус р.з.с. Эффективная площадь определялась по спектру, набранному в одном положении детектора, т.е. по плошалке 5 \times 5 мм² с угловыми размерами \sim 6.2' \times 6.2'.

ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ

В процессе проведенных исследований решались следующие задачи [8]:

 проводилось согласование модели и результатов калибровки эффективной площади рентгеновской оптической системы в комплексе с детектором;

 определялось энергетическое разрешение детектора;

– исследовалась зависимость от энергии величины W90 (диаметр зоны, куда попадает 90% событий двукратных отражений D2) и PSF (point spread function) в фокальной плоскости р.з.с.

МОДЕЛЬ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ Р.3.С.

Модельная эффективная площадь р.з.с. была получена методом трассировки лучей в программной среде IDL. Геометрическая модель учитывала зеркальные оболочки, "паук" с девятью ребрами, центральную диафрагму и внутреннюю бленду. Геометрия этих элементов считалась идеальной. Отражающая поверхность оболочек была задана 10-нм слоем иридия на никелевой основе с шероховатостью (RMS) поверхности 1 нм. Коэффициенты отражения были рассчитаны по уравнениям Френеля и модифицированы при помощи фактора Нево-Кросе [9] для учета шероховатости поверхности.

В расчетную модель были добавлены фильтры и конструкции, стоящие на пути излучения в реальном телескопе: майларовый фильтр с напыленным слоем алюминия перед входом в р.з.с., коллиматор детекторного модуля и кожух детектора с бериллиевым окном. Фотоны собирались с площадки Ø28.56 мм, соответствующей геометрическому размеру детектора ART-XC. Модели-



Рис. 4. Испытательный стенд и объекты исследования внутри него: **a** – вакуумная камера (вид снаружи), **б** – узел рентгеновской трубки, **в** – гексапод с р.з.с. внутри вакуумной камеры, **г** – гексапод с у.р.д. внутри вакуумной камеры. 1 – вакуумная камера; 2 – торцевой вход; 3 – боковой вход; 4 – источник рентгеновского излучения; 5 – край вакуумируемой трубы; 6 – шибер, отсоединяющий узел рентгеновской трубки от вакуумируемой трубы для снятия трубки; 7 – система вакуумирования узла рентгеновской трубки; 8 – р.з.с. ART-XC; 9 – детекторный блок ART-XC; 10 – коллиматор; 11 – образцовый детектор рентгеновского излучения Amptek XR-100SDD; 12 – блок калибровочного источника; 13, 14 – платформа для установки объектов калибровки; 15, 16 – гексаподы соответственно M850.V11 и M824.3VG для дистанционного позиционирования объекта калибровки; 17 – трубки системы охлаждения детектора.

рование проводилось для источника, расположенного на расстоянии 61 м от р.з.с. (соответствует размещению в экспериментальной установке) и удаленного в бесконечность (соответствует функционированию в космосе). Учитывались фотоны, испытавшие как двукратное (D2), так и однократное отражение (рис. 5).

Предварительным этапом согласования модели и эксперимента являлся анализ результатов калибровки р.з.с. на стенде MSFC/NASA (см. рис. 6).

Модельная эффективная площадь р.з.с. с майларовой пленкой толщиной 18.4 \pm 0.9 мкм со слоем алюминия 110 \pm 5 нм по оси зрения для источника, удаленного на бесконечность, для событий D2 до-

стигает ~73.4 см² на энергии 8 кэВ и ~13.0 см² на энергии 20 кэВ.

Проведенный анализ показал, что удовлетворительное согласие модели эффективной площади р.з.с. с экспериментальными данными было достигнуто только после введения коэффициента снижения эффективной площади 0.9 во всем диапазоне энергий [6]. Данный коэффициент был использован при дальнейшей калибровке.

На основном этапе проводились испытания р.з.с. и у.р.д. на калибровочном стенде ИКИ РАН. При этом использовался следующий алгоритм согласования модели эффективной площади р.з.с. с экспериментальными данными.



Рис. 5. Распределение по детектору событий с однократным отражением фотонов от р.з.с.: *1* – на энергии 8 кэВ для источника, удаленного в бесконечность; *2*, *3* – на энергии 8 и 29.5 кэВ для источника, расположенного на расстоянии 61 м.



Рис. 6. а – модельная эффективная площадь для источника: *1*, *2* – удаленного на бесконечность, *3*, *4* – расположенного на расстоянии 61 м (*1*, *3* – для двукратного отражения, *2*, *4* – для однократного); **6** – сравнение результатов калибровки р.з.с. на стенде MSFC/NASA с моделью (расстояние до источника 103.3 м, майларовая пленка не установлена, модель умножена на k = 0.9).

Спектр, получаемый при засветке детектора через р.з.с., может быть описан следующим аналитическим выражением:

$$Sp_{MS}(N) = \int RM_{y.p.a.}(N, E'')MS_{61}(E'') \times \left(\int Mylar(E'') \left(\int Filter_{A1}(E')Tube(E)dE\right)dE''\right)dE'',$$

где E — энергия фотонов, излучаемая рентгеновской трубкой; E' — энергия фотонов после прохождения алюминиевого фильтра; E'' — энергия фотонов после прохождения майларовой пленки; N — каналы детектора; Tube(E) — спектр рентгеновской трубки; $Filter_{Al}(E')$ — функция или матрица пропускания алюминиевого фильтра; Mylar(E'') функция пропускания майларовой пленки; $MS_{61}(E'')$ — эффективная площадь р.з.с. по оси зрения для двойных и однократных отражений для точечного источника, отнесенного на расстояние 61 м; $RM_{y.p.n.}(N, E'')$ — матрица отклика детектора у.р.д.

Спектр прямой засветки детектора без р.з.с. имел следующий вид:

$$Sp_{y.p.n.}(N) = \int RM_{y.p.n.}(N, E'') \times \\ \times \left(\int Mylar(E'') \left(\int Filter_{Al}(E')Tube(E)dE\right) dE''\right) dE''.$$

При умножении спектра прямой засветки на корректную модельную функцию эффективной площади р.з.с. эти два спектра должны совпадать с определенной точностью, т.е.

$$Sp_{MS}(N) = Sp_{v,p,\pi}(N)MS'_{mod}(N).$$

Под модельной функцией эффективной площади р.з.с. понимается свертка площади р.з.с. с энергетическим разрешением у.р.д.:

$$MS'_{\rm mod}(N) = A(N) \int MS_{\rm mod}(N,E) e^{-0.5 \left(\frac{N-E}{\sigma_{\rm y.p.t.}(N)}\right)^2} dE,$$

где $MS_{mod}(N, E) = 0.9 Mylar_{mes}(N) MS_{mod-61}(N, E);$ MS_{mod-61} — модельная эффективная площадь р.з.с., полученная методом гау-tracing для однократных S1 и двукратных D2 отражений, для источника, удаленного на расстояние 61 м; $Mylar_{mes}$ — измеренная функция пропускания майларовой пленки; $\sigma_{y.p.d.} = FWHM/2.35482$ — стандартное отклонение в зависимости от энергии измеренного энергетического разрешения у.р.д.; A — коэффициент нормировки, который определяется выражением:

$$A(N) = \int e^{-0.5 \left(\frac{N-E}{\sigma_{\text{y.p.t.}}(N)}\right)^2} dE = 1.$$

Свертка используется для сглаживания скачков функции *MS*_{mod} на L-краях спектра иридия.

Необходимо добавить, что спектры корректировались на мертвое время, геометрическую площадь, расстояние до источника и фон.

При засветке детектора через р.з.с. его загрузка ограничивалась уровнем 500 отсчетов/с с помощью алюминиевых фильтров и регулировки тока рентгеновской трубки.

При регистрации события в детекторе у.р.д. триггером служит сигнал с максимальной амплитудой в нижней плоскости. При этом и в нижней "электронной", и в верхней "дырочной" плоскостях амплитуда передается по стрипу с максимальной амплитудой и по двум соседним. Помимо этого передается время регистрации события. При превышении порога в двух или трех стрипах амплитуда сигналов складывается с учетом индивидуальной калибровки каждого стрипа. С ростом энергии доля событий с превышением порога в двух соседних стрипах возрастает. "Программный" нижний порог по энергии для нижней плоскости у.р.д. был установлен на уровне 2.7 кэВ, для верхней плоскости — 3 кэВ.

Для каждого события имеется информация об амплитуде по нижней и по верхней плоскостям, которая позволяет уточнить уровень энергии события с минимизацией дисперсии:

$$E^{*} = \frac{\sigma_{Top}^{2}}{\sigma_{Top}^{2} + \sigma_{Bot}^{2}} E_{Bot} + \frac{\sigma_{Bot}^{2}}{\sigma_{Top}^{2} + \sigma_{Bot}^{2}} E_{Top}$$



Рис. 7. Изображение при прямой засветке детектора, построенное с использованием моды с субпиксельным разрешением. *1* – граница бериллиевого окна; *2* – граница алюминиевой оправки бериллиевого окна.

где E_{Top} , E_{Bot} , σ_{Top} , σ_{Bot} – энергии и стандартное отклонение по "дырочной" и "электронной" плоскостям соответственно.

Такой подход позволяет на 15–20% повысить энергетическое разрешение детектора. Помимо этого, события с превышением порога в двух соседних стрипах можно использовать для получения изображений с субпиксельным пространственным разрешением.

Изображение (384×384 пикселя) прямой засветки излучением рентгеновской трубкой с анодом из Cr детектора с расстояния 64 м в диапазоне 6—49 кэВ с экспериментально достигнутым субпиксельным разрешением 0.595/8 мкм, в 8 раз меньшим размера пикселя, показано на рис. 7.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРА ПРИ ПРЯМОЙ ЗАСВЕТКЕ

Во время испытаний р.з.с. и у.р.д. проводилась индивидуальная калибровка всех стрипов детектора посредством прямой засветки штатным калибровочным источником (241 Am и 55 Fe). Интегральное время калибровок в трех сериях составило ~ $1.66 \cdot 10^5$ с. Значимых изменений в калибровочных спектрах детектора зафиксировано не было. "Мертвое" время детектора у.р.д. было равно 0.77 мс.



Рис. 8. Энергетические спектры (**a**) и зависимость $\Delta E(E)$ (**б**) штатных калибровочных источников, полученные с помощью у.р.д. и образцовых детекторов. Спектры: 1 -у.р.д., 2 -детектора XR-100T-CdTe, 3 -детектора XR-100SSD. Зависимость FWHM от энергии ($\Delta E(E)$): 4 -у.р.д. в виде зависимости в диапазоне 16–60 кэВ; 5 -у.р.д. в виде полинома третей степени в диапазоне 3-60 кэВ с учетом разрешения на линии 5.9 кэВ; 6 -детектора XR-100T-CdTe; 7 -детектора XR-100SSD.



Рис. 9. Спектры дублетов линий Мо (a) и Ад (б) при прямой засветке у.р.д.

Суммарные энергетические спектры и энергетическое разрешение ΔE (FWHM), полученные при прямой засветке у.р.д. и образцовых детекторов, представлены на рис. 8.

Интегральное время набора спектра SDD (Silicon drift detector) составило ~ 1.76×106 с, CdTe ~ 2.31×106 с. Спектры не нормированы друг относительно друга по вертикальной шкале. На рис. 8 видна насыщенность спектров различными линиями ⁵⁵Fe, ²³⁷Np, ²⁴¹Am, пиками вылета на Cd и Te, флуоресцентными линиями Al, Ni, Cu и примесей Ag, In, Sn, Rb, Pu, Ba, Nd и др. Сравнение измерений у.р.д. и образцовыми детекторами показало, что на линии 237 Np 13.945 кэВ разрешение XR-100T-CdTe в ~2.36 раза, а XR-100SDD в ~5.82 раза лучше, чем у у.р.д., которое составило ~1.16 кэВ.

Для более точной оценки энергетического разрешения у.р.д. в "среднем" диапазоне энергий использовались два дублета линий молибдена (17.479 и 17.374 кэВ) и линий серебра (22.162 и 21.99 кэВ) – см. рис. 9. Молибденовая трубка использовалась при напряжении 26 кВ в комплекте с Al-фильтром 448 мкм. Серебряная трубка Mini-X работала на просвет при напряжении 50 кВ.



Рис. 10. PSF на детекторе, засвечиваемом через р.з.с. рентгеновской трубкой с Cr-анодом: **a** – интегральное изображение, **б** – изображение, ограниченное 10% от максимума; 1 – окружность, ограничивающая площадь, по которой строился энергетический спектр детектора; 2 – условная граница, разделяющая зоны двукратных D2 и однократных S1 отражений.



Рис. 11. Интегральный спектр у.р.д. (а) и профили (б) относительной яркости пикселей детектора, засвечиваемого через р.з.с. рентгеновской трубкой с Cr-анодом.

ОСОБЕННОСТИ КАЛИБРОВКИ КОМПЛЕКСА Р.З.С.–ДЕТЕКТОР

При калибровках комплекса р.з.с.-детектор проверялась зависимость величины W90 (диаметр зоны, куда попадает 90% событий двукратных отражений D2) от энергии. Для этого строилось изображение PSF (Point Spread Function) по оси зрения в линиях хрома (5.4 и 5.9 кэВ), меди

(8.04 и 8.9 кэВ), молибдена (17.4 кэВ) и серебра (22.1 кэВ). На более высоких энергиях использовалась полоса 28–32 кэВ в спектре континуума от трубки с анодом из хрома.

По полученной PSF строился профиль относительной поверхностной яркости пикселей в зависимости от радиуса круговой апертуры с центром в пикселе с максимальной яркостью. По



Рис. 12. Зависимость доли событий D2 от углового радиуса кружка при засветке детектора через р.з.с. рентгеновской трубкой с Cr-анодом.

профилю определялась условная граница событий двукратных D2 и однократных S1 отражений. После установления границы зоны D2 строилась зависимость доли событий от радиуса круговой апертуры, по которой уже определялись величины W90 и HPD (Half Power Diameter).

HPD зеркальной системы ART-XC меньше углового размера пикселя детектора. Следовательно, в измеряемом при помощи детектора у.р.д. значении HPD должна проявляться сильная зависимость от положения центра тяжести PSF относительно геометрического центра номинального пикселя детектора. Для такой комбинации измеряемая величина HPD может находиться в пределах $(2-4)d/\pi^{1/2}$, где d – угловой размер пикселя. При размере пикселя детектора у.р.д. ~43.45" × 43.45" НРD может изменяться в диапазоне от ~49" – при условии фокусировки PSF точно на центр пикселя, до ~98" – в случае фокусировки PSF на стык четырех пикселей. Поэтому полученные величины HPD могут сильно отличаться от реальных.

В отличие от HPD, величина W90 зеркальной системы ART-XC в ~5 раз больше углового размера пикселя детектора у.р.д. и, следовательно, почти не зависит от положения центра тяжести PSF относительно центра пикселя, т.е. при помощи детектора у.р.д. вполне можно измерять величину W90 и исследовать ее зависимость от энергии.

Необходимо отметить, что во время испытаний, которые продолжались год, несколько раз проводилась юстировка зеркальной системы и детектора. Координаты центра тяжести PSF для разных серий отличались друг от друга. В ходе многочасовых наборов суточный перепад темпе-



Рис. 13. Изображение PSF с увеличением 10^{\times} на детекторе, засвечиваемом через р.з.с. рентгеновской трубкой с Сганодом: **a** – сглаженное изображение; **б** – не сглаженное изображение. *I* – W90, *2* – HPD, *3* – центр тяжести PSF, *4* – геометрический центр кристалла CdTe, *5* – центр номинального пикселя детектора.

Е, кэВ	Анод	<i>U</i> , кВ	<i>I</i> , мкА	Al-фильтр, мкм	<i>R</i> _{min} , угл.сек	W90, угл.сек	HPD, угл.сек	ΔX , мкм	ΔY , мкм
8	Cu	18	0.5	56	608	257	70	-52	+141
17.4	Mo	26	4	448	565	267	54	-22	—7
22.1	Ag	50	5	0	478	231	70	-30	+134
29.5	Cr	44	4	448	413	207	71	15	-171

Таблица 1. Параметры калибровки комплекса р.з.с.-у.р.д.

ратуры и вибрация влияли на стабильность положения центра тяжести PSF. Температурные колебания приводили к медленным по времени перемещениям фокусного пятна в пределах 5". Вибрация главным образом сказывалась на гексаподе M850.V11 с зеркальной системой, что проявлялось в виде редких спорадических смещений фокуса по вертикальной оси. Максимальная амплитуда таких перемещений могла достигать ~25". Однако такие перемещения можно было учитывать при анализе данных.

КАЛИБРОВКА КОМПЛЕКСА Р.З.С.–У.Р.Д. НА ЛИНИИ 5.4 кэВ

При данной калибровке набирался спектр засветки детектора у.р.д. через р.з.с. на площади Ø28.56 мм от излучения рентгеновской трубки с хромом при напряжении 18 кВ через слой алюминия 28 мкм.

На рис. 10а и 10б построены соответственно интегральное и ограниченное 10% от максимума изображения PSF на детекторе в диапазоне энергий 4.2–6.8 кэB, в который попадают линии хро-



Рис. 14. Спектры при засветке детектора через р.з.с. рентгеновскими трубками с анодами из Cu (**a**), Mo (**б**), Ag (**b**), Cr (**r**). Выделены диапазоны, по которым строилась PSF.

№ 2

2020



Рис. 15. Изображения PSF для выделенных диапазонов энергии при засветке детектора через р.з.с. рентгеновскими трубками с анодами из Cu (**a**), Mo (**б**), Ag (**b**), Cr (**r**). Штриховой линией выделена окружность, ограничивающая область W90.

ма 5.4 и 5.9 кэВ. По глубине используется цветовая логарифмическая шкала.

Энергетический спектр строился по событиям, полученным внутри круговой апертуры Ø 28.56 мм, ограниченной на рис. 10а окружностью (1), центр которой совпадал с геометрическим центром кристалла CdTe-детектора.

Условная граница круговой зоны, которая разделяет область двукратных D2 и однократных S1 отражений (2 на рис. 10б) имеет радиус ~8.33 мм или ~608". На этом радиусе профиль относительной поверхностной яркости пикселей проходит через точку перегиба. На изображении видно, что вдоль всего детектора через центр проходит яркая полоса, которая формируется из событий, сфокусированных в центр, но для которых ASIC не смог определить координату по верхней "дырочной" плоскости. Доля таких событий невелика (<1%). На изображении видны тени от 9 ребер "паука", в который вклеены оболочки р.з.с. На основании интегрального изображения определялись W90 и HPD.



Рис. 16. Профили относительной поверхностной яркости пикселей в зависимости от радиуса при засветке детектора через р.з.с. трубками с анодами из Cu (**a**), Mo (**б**), Ag (**b**), Cr (**г**).

Спектр детектора, полученный на площади, ограниченной окружностью (1) на рис. 10а, представлен на рис. 11а. На рис. 116 показан профиль относительной поверхностной яркости пикселей, полученный по PSF.

Если принять радиус точки перегиба 608" за край зоны событий с двукратным отражением D2, то можно построить зависимость доли событий от углового расстояния до центра изображе-

ния и определить по этим данным W90 \approx 212" и HPD \approx 66" (см. рис. 12).

На рис. 13а и 13б показана центральная часть PSF с увеличением 10^{\times} , соответственно сглаженная двумерным гауссовым окном с $\sigma = 297.5$ мкм или 21.72" и не сглаженная.

Здесь же приведены полученные значения W90 (1), HPD (2), центр тяжести PSF (3), геометрический центр кристалла CdTe (4). Контуры

Анод	<i>U</i> , кВ	<i>I</i> , мкА	Al-фильтр, мкм	<i>Т</i> _{у.р.д.} , мкс	<i>С</i> _{у.р.д.} , отсчетов/с	<i>T_{MS}</i> , мкс	<i>C_{MS}</i> , отсчетов/с
Мо	18	1	28	95	70	88	394
Мо	18	4	112	54	93	34	428
Cr	26	4	224	55	95	47	293
Cr	44	4	448	113	215	103	314
Cu	9	3	0	58	43.3	67	286

Таблица 2. Данные измерений при проверке эффективной площади р.з.с.





0 76 227 533 1137 2357 4770 9573 19269 38445 76629 0 20 60 140 299 620 1255 2518 5068 10112 20155 Отсчетов на пиксель



Рис. 17. Изображения PSF с увеличением 10^{\times} при засветке детектора через р.з.с. трубками с анодами из Cu (**a**), Mo (**б**), Ag (**b**), Cr (**r**). *1* – W90, *2* – HPD.

W90 проведены по сглаженному изображению в линейном масштабе, начиная со значения 0.5 от максимума. Номинальный пиксель (5), куда попал центр тяжести PSF, имеет номер (24, 24). Центр тяжести PSF одинаково смещен приблизительно на –50 мкм по горизонтальной и по вертикальной координате относительно геометрического центра этого пикселя.

КАЛИБРОВКА КОМПЛЕКСА Р.3.С.–У.Р.Д. НА ЭНЕРГИЯХ ОТ 8 ДО 29.5 кэВ

Калибровка комплекса р.з.с.–у.р.д. на энергиях >5.4 кэВ осуществлялась с помощью рентгеновских трубок с анодами из Cu, Mo, Ag, Cr.

В табл. 1 сведены данные по источникам излучения, материалу анода трубки, радиусу точки пе-



Рис. 18. Зависимость W90 от энергии для комплекса р.з.с.–у.р.д. при расстоянии до источника 61 м.

региба, W90, HPD и смещениям ΔX и ΔY центра тяжести PSF относительно геометрического центра номинального пикселя, куда попадает центр PSF в четырех диапазонах энергий, лежащих выше линии хрома 5.4 кэВ.

На рис. 14 показаны спектры, а на рис. 15 изображения PSF при засветке детектора через р.з.с. рентгеновскими трубками с анодами из меди, молибдена, серебра и хрома. Пики линий выделены в диапазоне 6.8–9.6 кэВ для меди, 16.2–18.4 кэВ для молибдена, 21–23 кэВ для серебра и одна полоса в диапазоне 28–32 кэВ по континууму в спектре от хрома.

Необходимо отметить, что на более высоких, по сравнению с линией хрома, энергиях, координата по верхней "дырочной" плоскости определяется для всех событий и более светлая вертикальная полоса уже нигде не просматривается.

Изображения PSF на рис. 15 ограничены на уровне 10% от максимума и сглажены двумерным гауссом в диапазонах энергии 6.8–9.6 кэВ (рис. 15а), 16.2–18.4 кэВ (15б), 21–23 кэВ (15в) и 28–32 кэВ (15г). Радиусы, соответствующие W90: ~8.33 мм (~608"), ~7.735 мм (~565"), ~6.545 мм (~478") и ~5.65 мм (~413").

На рис. 16 показаны профили относительной поверхностной яркости пикселей, полученный для всех четырех PSF. Точки перегиба находятся на радиусах ~608", ~565", ~478" и ~413" соответственно. Необходимо отметить, что с увеличением энергии фотонов радиус точки перегиба умень-



Рис. 19. Изображение на детекторе при прямой засветке (**a**) у.р.д. и засветке через р.з.с. (**б**) рентгеновской трубкой с анодом из Мо при напряжении 18 кВ, токе 1 мкА через алюминиевый фильтр 28 мкм: **a** – без р.з.с. в диапазоне энергий 4–18 кэВ в линейном масштабе; **б** – через р.з.с. в логарифмическом масштабе с ограничением 10% от максимума. Штриховой линией выделена окружность \emptyset 28.56 мм, или ~34.76', для расстояния до источника 61 м.



Рис. 20. Интегральные спектры (**a**–**B**) и их отношения (**r**) при прямой засветке у.р.д. и засветке через р.з.с. рентгеновской трубкой с анодом из Мо при напряжении 18 кВ, токе 1 мкА через алюминиевый фильтр 28 мкм: **a**, **б** – спектры в логарифмическом масштабе (**a**: *1* – при прямой засветке у.р.д. ($Sp_{y,p,d}$), *2* – при засветке через р.з.с. в пределах диаметра 28.56 мм (Sp_{MS}), штриховой линией показана кривая прозрачности по фотопоглощению фильтра; **б** – спектр прямой засветки детектора, умноженный на модельную эффективную площадь р.з.с. (*3* – $Sp_{y.p.d}$. MS_{mod} , *4* – Sp_{pileup})); **в** – спектры в линейном масштабе ($5 - Sp_{MS}$, $6 - Sp_{y.p.d}$. $MS_{mod} + Sp_{pileup}$, $7 - Sp_{y.p.d}$. $MS'_{mod} + Sp_{pileup}$, где $MS'_{mod} - модель р.з.с.$, свернутая с энергетическим разрешением у.р.д.); **г**: $8 - Sp_{MS}/(Sp_{y.p.d}$. $MS_{mod} + Sp_{pileup}$), $9 - Sp_{MS}/(Sp_{y.p.d}$. $MS'_{mod} + Sp_{pileup}$).

шается. При этом поверхностная яркость пикселей с однократными отражениями S1 возрастает.

На рис. 17 показаны изображения четырех PSF с увеличением 10^{\times} , на которых обозначены W90 (*I*) и HPD (*2*).

Для энергетической линии молибдена центр тяжести PSF почти совпал с геометрическим центром пикселя. Сдвиги оказались минимальными, и величина HPD получилась близкой к нижнему предельному значению.

Несколько неожиданным результатом оказалось наличие зависимости величины W90 р.з.с. от энергии (см. рис. 18). Данная зависимость не была выявлена на более раннем этапе при испытаниях зеркальной системы на стенде в MSFC/NASA.

возможно, что этот результат может быть как-то связан с особенностями данной конкретной р.з.с. или конечным расстоянием 61 м до источника. ПРОВЕРКА МОДЕЛИ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ Р.З.С.

> Для проверки модели эффективной площади р.з.с. была проведена серия экспериментов, во время которых детектор засвечивался при помо-

Также явилось неожиданным, что величина

W90 оказалась минимальной и примерно равной на крайних энергиях 4.2–6.8 и 28–32 кэВ, а на ли-

нии молибдена максимальной. Следует отметить,

что в линии меди величина W90 ~ 257" оказалась

достаточно близкой к величине W90 ~ 249.2", полученной на стенде в MSFC/NASA [10]. Вполне



Рис. 21. Интегральные спектры (**a**–**B**) и их отношения (**r**) при прямой засветке у.р.д. рентгеновской трубкой с анодом из Мо при напряжении 18 кВ, токе 4 мкА через алюминиевый фильтр 112 мкм: **a**, **б** – спектры в логарифмическом масштабе (**a**: $1 - Sp_{y.p.д.}$, $2 - Sp_{MS}$, $3 - Sp_{y.p.д.}MS_{mod}$; $4 - Sp_{pileup}$, штриховая линия – кривая прозрачности по фотопоглошению Al-фильтра); **б** – спектры в линейном масштабе ($5 - Sp_{MS}$, $6 - Sp_{y.p.d.}MS_{mod} + Sp_{pileup}$, $7 - Sp_{y.p.d.}MS_{mod} + Sp_{pileup}$; **г**: $8 - Sp_{MS}/(Sp_{y.p.d.}MS_{mod} + Sp_{pileup})$, $9 - Sp_{MS}/(Sp_{y.p.d.}MS_{mod} + Sp_{pileup})$.

щи рентгеновской трубки как напрямую, так и через р.з.с. В табл. 2 сведены основные параметры этих измерений: данные по источнику излучения, интегральное время прямой засветки детектора ($T_{y.p.д.}$), средняя скорость счета при прямой засветке ($C_{y.p.д.}$), интегральное время засветки детектора через р.з.с. (T_{MS}) и средняя скорость счета во время засветки детектора через р.з.с. (C_{MS}).

Для проверки модели эффективной площади р.з.с. в "среднем" диапазоне энергий использовалась трубка с анодом из молибдена при напряжении 18 кВ. Проведены две серии экспериментов: на первой ток трубки составлял 1 мкА и использовался алюминиевый фильтр 28 мкм, на второй эти параметры составляли 4 мкА и 112 мкм. Выбор напряжения 18 кВ был обусловлен желанием исключить из спектра континуума характеристические линии молибдена. Результаты первой серии измерений представлены на рис. 19 и 20.

На рис. 20 показаны интегральные спектры событий в единицах "отсчеты/(с · кэВ)" при прямой засветке у.р.д. и засветке через р.з.с. рентгеновской трубкой с анодом из Мо при напряжении 18 кВ, токе 1 мкА через алюминиевый фильтр 28 мкм.

Спектры ограничены диапазоном 3.3–18.0 кэВ, нижняя граница которого взята из расчета ≥1% прозрачности алюминиевого фильтра, верхняя граница 18 кэВ определяется напряжением на рентгеновской трубке 18 кВ.

В спектре Sp_{MS} на энергиях выше 19 кэВ наблюдается эффект наложений, описываемый модельным спектром Sp_{pileup} , доля которого незначительна: ~0.08% от общего числа событий. На рис. 20а также показана кривая прозрачности по



Рис. 22. а – спектры образцового детектора XRT-100T-CdTe при его засветке рентгеновской трубкой с Мо-анодом с расстояния 61 м. В 1-й серии измерений (*I*) ток на трубке 1 мкА, толщина Al-фильтра 28 мкм, во 2-й (*2*) – 4 мкА и 112 мкм соответственно; **б** – отличия спектров (*Run_{MS}* – *Run*)/σ в диапазоне 2.4–18 кэВ, полученных в 1-й серии измерений (*3*) и во 2-й (*4*), где *Run_{MS}* – спектр XRT-100T-CdTe при засветке у.р.д. через р.з.с., *Run* – спектр XRT-100T-CdTe при засветке у.р.д. напрямую, **б** – стандартное отклонение.

фотопоглощению алюминиевого фильтра толщиной 28 мкм.

Для проверки модели р.з.с. использовался интегральный спектр Sp_{MS} , полученный по площадке Ø28.56 мм и, соответственно, включающей в себя события D2 и S1. При таком подходе исключалась неопределенность в правильности определения границ зон событий D2 и S1.

По первой серии экспериментов видно, что модель р.з.с. сравнительно хорошо согласуется с измерениями. Амплитуда отклонений не превысила 15%. При этом наибольшие отклонения были зафиксированы на малых энергиях ниже 5 кэВ и в районе L-скачков иридия, особенно на скачке L3 2p3/2 (11.215 кэВ), где амплитуда отклонений составила ~13.3% относительно модели р.з.с. MS'_{mod} .

Рентгеновский поток в диапазоне 4.3–17.4 кэВ при засветке через р.з.с., т.е. по спектру Sp_{MS} , составил 538.40 ± 0.09 отсчетов/с. Поток по спектру $Sp_{y.p.д.}MS_{mod}$ составил 520.50 ± 0.23 отсчетов/с. Энергетический диапазон 4.3–17.4 кэВ был выбран из расчета ≥10% прозрачности по фотопоглощению алюминиевого фильтра толщиной 28 мкм (~4.3 кэВ) и отступления на половину энергетического разрешения у.р.д. от крайней энергии 18 кэВ при напряжении 18 кВ (18 – FWHM_{у.р.д.}(18 кэВ)/2 = 17.4 кэВ). Относительная разница потоков [$F(Sp_{MS}) - F(Sp_{y.p.д.}MS_{mod})$]/ $F(Sp_{MS})$ составила 3.45 ± 0.05%. Основное отличие "набежало" в районе L-скачков иридия 10–14 кэВ.

Результаты второй серии измерений представлены на рис. 21 и 22.

 $(F(Sp_{MS}) - Ha puc. 22 по спектру XRT-100T-CdTe с филь-$

ков иридия 10-14 кэВ.

тром 112 мкм (2) хорошо видно, что ниже 5 кэВ, где событий не должно было бы быть в принципе, есть полка, которая тянется до 2 кэВ на уровне $\sim 7 \cdot 10^{-2}$ отсчетов/(с · см² · кэВ), или ~3.5% от максимума. Причиной образования этой полки явля-

Диапазон энергии 3.3–18 кэВ был сохранен,

Во второй серии экспериментов максималь-

Рентгеновский поток в диапазоне 5.4-17.4 кэВ

хотя фильтр толщиной 112 мкм становится про-

ная амплитуда отклонений ~17% была получена в

области высоких энергий. График отношения по

второй серии (рис. 21г) несколько отличается от

графика, полученного в первой серии (рис. 20г).

при засветке через р.з.с., т.е. по спектру Sp_{MS} , со-

ставил 610.50 ± 0.16 отсчетов/с. Поток по спектру

 $Sp_{v,p,n}MS_{mod}$ составил 590.95 \pm 0.30 отсчетов/с.

Нижняя граница 5.3 кэВ выбрана из расчета ≥10%

прозрачности по фотопоглощению алюминиево-

го фильтра толщиной 112 мкм. Относительная

разница в потоках составила 3.30 ± 0.06%. Основ-

ное отличие снова накапливается в районе L-скач-

напряжении 18 кВ, токах 1 и 4 мкА не менялся

при засветке у.р.д. напрямую и через р.з.с. Для

контроля рентгеновского потока использовался

детектор XR-100T-CdTe, установленный прямо

под входом в р.з.с. В первой и второй серии изме-

рений с зеркальной системой и без нее значения

критерия согласия χ^2 на степень свободы получи-

лись 0.91 и 0.98 соответственно, т.е. статистиче-

ски потоки были одинаковыми.

Поток фотонов от молибденовой трубки при

зрачным ≥1% на энергиях выше 5.3 кэВ.



Рис. 23. Модельные и реальные спектры детекторов XR-100SDD и у.р.д., пример энергетического отклика детектора CZT NuSTAR. *1* – модель спектра молибденовой трубки при напряжении 18 кВ; *2* – спектр, полученный детектором XR-100SDD; *3* – модельный спектр трубки с учетом пропускания Al-фильтра 112 мкм и эффективности кремниевого детектора XR-100SDD; *4* – кривая пропускания по фотопоглощению Al-фильтра 112 мкм; *5* – пример отклика детектора CZT NuSTAR на энергию 17.58 кэВ; *6* – результат свертки с энергетическим разрешением у.р.д.; модельные спектры засветки у.р.д. Мо-трубки при напряжении 18 кВ: *7*, *9* – прямая засветка через фильтры 28 и 112 мкм, *8*, *10* – засветка через р.з.с. с фильтрами 28 и 112 мкм соответственно; *11–14* – реальные спектры при тех же условиях.

ются события, "перекачанные" из более высоких энергий.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ДЕТЕКТОРА

Для понимания влияния энергетического отклика детектора на кривую отношения $Sp_{MS}/(Sp_{v,p,\mu}MS'_{mod} + Sp_{pileup})$ необходимо иметь энергетическую матрицу отклика у.р.д. и знать спектр трубки. Матрицы отклика у.р.д.29 нахолятся на этапе разработки. поэтому вместо нее было решено использовать матрицу отклика детектора CZT проекта NuSTAR [11], находящуюся в открытом доступе и свернутую с энергетическим разрешением детектора у.р.д. Спектр рентгеновской трубки с молибденовым анодом и напряжением 18 кВ был смоделирован и умножен на пропускание алюминиевого фильтра и на эффективность регистрации кремниевого детектора XR-100SDD. Модельный спектр с фильтром 112 мкм сопоставлялся с реальным спектром, полученным при помощи детектора XR-100SDD. Эти спектры приведены на рис. 23.

Отличие от реального спектра заметно на энергиях ниже 10 кэВ, но для оценок это не столь существенно.

На рис. 24 для модельных спектров в диапазоне 3.3–8 кэВ представлены отношения: $Sp_{MS}/(Sp_{RMF}MS_{mod})$ и $Sp_{MS}/(Sp_{RMF}MS_{mod})$, где Sp_{RMF} – спектральный отклик детектора на фотон (RMF – redistribution matrix function) при засветке через Alфильтры 28 и 112 мкм.

Качественно графики на рис. 20, рис. 21 и рис. 23 похожи. Наиболее существенное отличие в графиках наблюдается в районе L-скачков иридия в



Рис. 24. Отношения $Sp_{MS}/(Sp_{RMF}MS_{mod})$ и $Sp_{MS}/(Sp_{RMF}MS'_{mod})$ для модельных спектров при разной толщине алюминиевого фильтра. 1, 3 – $Sp_{MS}/(Sp_{RMF}MS_{mod})$ для Al-фильтров соответственно 28 и 112 мкм; 2, 4 – $Sp_{MS}/(Sp_{RMF}MS'_{mod})$ для Al-фильтров 28 и 112 мкм.



Рис. 25. Интегральные спектры (**a**–**B**) и их отношения (**r**) при прямой засветке у.р.д. и засветке через р.з.с. рентгеновской трубкой с анодом из молибдена при напряжении 26 кВ, токе 4 мкА через Al-фильтр 224 мкм: **a**, **б** – спектры в логарифмическом масштабе ($1 - Sp_{y.p.д.}, 2 - Sp_{MS}, 3 - Sp_{y.p.d.}MS_{mod}, 4 - Sp_{pileup}$, штриховая линия – кривая прозрачности по фотопоглощению Al-фильтра); **b** – спектры в линейном масштабе ($5 - Sp_{MS}, 6 - Sp_{y.p.d.}MS_{mod} + Sp_{pileup}, 7 -$ $<math>Sp_{y.p.d.}MS'_{mod} + Sp_{pileup}$); **г**: $8 - Sp_{MS}/(Sp_{y.p.d.}MS_{mod} + Sp_{pileup}), 9 - Sp_{MS}/(Sp_{y.p.d.}MS'_{mod} + Sp_{pileup})$.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

диапазоне 10–14 кэВ, что говорит о том, что модель р.з.с. не очень хорошо их описывает.

При тестировании в более жестком диапазоне энергий использовалась трубка с анодом из хрома при напряжении 26 кВ и токе 4 мкА. Толщина алюминиевого фильтра была увеличена до 224 мкм.

При напряжении на трубке 26 кВ правый край спектра излучения трубки оказывается чуть ниже К-края кадмия 26.711 кэВ, тем самым исключается "перекачка" событий в область малых энергий за счет вылета из детектора флуоресцентных фотонов кадмия. Фильтр предназначался еще и для подавления линий хрома в спектре трубки.

На рис. 25 показаны интегральные спектры и их отношения при прямой засветке у.р.д. и засветке через р.з.с. рентгеновской трубкой с анодом из молибдена при напряжении 26 кВ, токе 4 мкА через алюминиевый фильтр 224 мкм.

Прозрачность фильтра на уровне ≥1% начинается на энергиях выше 6.9 кэВ и совпадает с энергией, на которой наблюдается излом на графиках на рис. 27 (см. ниже).

В данной серии экспериментов модельный спектр хорошо согласуется с экспериментальными данными в диапазоне 14–26 кэВ. В районе L-скачков иридия повторяется та же картина, что и в предыдущих сериях с молибденом. Ниже 6.9 кэВ наблюдается излом в спектре, который объясняется наличием "хвоста" в отклике детектора и незначительной долей линий хрома, проходящей через фильтр. В интервале 8–25 кэВ амплитуда отклонений модели от экспериментальных данных не превышает 10%. Поток от трубки по данным XR-100T-CdTe был статистически одинаковым в двух сериях измерений с зеркальной системой и без нее. Критерий согласия для них составил $\chi^2_{dof} = 0.96$.

Рентгеновский поток в диапазоне 6.9–25.3 кэВ при засветке через р.з.с., т.е. по спектру Sp_{MS} , составил 359.75 ± 0.13 отсчетов/с, поток по спектру $Sp_{y,p,d}MS_{mod}$ составил 359.0 ± 0.2 отсчетов/с соответственно. Энергетический диапазон 6.9–25.3 кэВ был выбран из расчета ≥10% прозрачности по фотопоглощению алюминиевого фильтра 224 мкм на энергии ~6.9 кэВ и отступления на половину энергетического разрешения у.р.д. от крайней энергии 26 кэВ при высоком напряжении 26 кВ (26 – FWHM_{y,p,d}. (26 кэВ)/2 = 25.3 кэВ). Потоки практически совпали, относительная разница в потоках составила 0.21 ± 0.05%.

Для испытаний р.з.с. на энергиях >26 кэВ использовалась трубка с анодом из хрома при напряжении 44 кВ и токе 4 мкА. Толщина алюминиевого фильтра была увеличена до 448 мкм. При энергии выше К-края кадмия и теллура в детекторе начинает работать перекачка части событий в область малых энергий за счет вылета из детекто-



Рис. 26. Интегральный спектр событий при прямой засветке у.р.д. трубкой с анодом из Cr при напряжении 44 кВ и токе 4 мкА.

ра флуоресцентных фотонов кадмия и теллура. Минимальная энергия вылета 22.984 кэВ, и соответственно спектр в диапазоне 22—44 кэВ не должен содержать "перекачанных" событий и пригоден для проверки модели р.з.с. на высоких энергиях. Сравнительно толстый алюминиевый фильтр непрозрачен для мягких фотонов и поэтому на малых энергиях могут присутствовать только события, связанные с вылетом флуоресцентных фотонов из детектора. Результаты испытаний представлены на рис. 26 и 27.

На спектре $Sp_{y.р.д.}$ в линейном масштабе, представленном на рис. 26, хорошо видны провалы на К-скачках кадмия 26.711 кэВ и теллура 31.814 кэВ. Прозрачность на уровне $\geq 1\%$ фильтра 448 мкм начинается на энергиях выше 8.8 кэВ. Полка в спектре на энергиях ниже 9 кэВ связана с "перекачанными" событиями за счет вылета К-квантов из детектора. Простые оценки показывают, что доля таких событий ~15% относительно "не перекачанных" событий.

Модельный спектр наложений, представленный на рис. 27, был получен с учетом модификации на энергиях ниже 20 кэВ. Доля $Sp_{pileup} \sim 0.04\%$ от общего числа событий.

Рис. 27 показывает, что в спектре $Sp_{y.p.д.}MS_{mod}$ ниже 10 кэВ наблюдается существенное отличие, которое объясняется тем, что спектр $Sp_{y.p.д.}$ умножается на эффективную площадь р.з.с. на данной энергии, в то время как надо использовать эффективную площадь р.з.с. на энергии с добавлением энергии К-фотона. Для энергий выше 22 кэВ "перекачанных" событий нет и поправки делать не нужно. Примечательно, что на энергии 31.7 кэВ графики $Sp_{y.p.д.}$ и Sp_{MS} пересекаются, и это говорит



Рис. 27. Интегральные спектры (**a**-**B**) и их отношение (**r**) при прямой засветке у.р.д. и засветке через р.з.с. рентгеновской трубкой с анодом из Сг при напряжении 44 кВ, токе 4 мкА и через Al-фильтр 448 мкм: **a**, **б** – спектры в логарифмическом масштабе (**a**: $1 - Sp_{y.p.g.}$, $2 - Sp_{MS}$, штриховая линия – кривая прозрачности по фотопоглощению Al-фильтра; **б**: $3 - Sp_{y.p.g.}$ MS_{mod} , $4 - Sp_{pileup}$); **в** – спектры в линейном масштабе ($5 - Sp_{MS}$, $6 - Sp_{y.p.g.}MS_{mod} + Sp_{pileup}$); **г** – $Sp_{MS}/(Sp_{y.p.g.}MS_{mod} + Sp_{pileup})$.

о том, что р.з.с. имеет эффективную площадь 1 см² на данной энергии для источника, удаленного на 61 м.

По графикам на рис. 27 видно, что амплитуда отклонений достигает ~14% в диапазоне 20–32 кэВ, там, где наблюдается превышение модели над данными измерений. В то же время в диапазоне 32–40 кэВ отклонения имеют противоположный знак, и их амплитуда достигает 60–70%. Но эта информация вряд ли будет иметь существенное значение при анализе данных наблюдений из-за малости величины эффективной площади р.з.с. на этих энергиях.

Поток от трубки по данным XR-100T-CdTe был статистически одинаковым в двух сериях измерений с зеркальной системой и без нее, $\chi^2_{dof} = 1.06$.

Рентгеновский поток в диапазоне 20-40 кэВ при засветке через р.з.с., т.е. по спектру Sp_{MS} , со-

ставил 98.08 \pm 0.08 отсчетов/с, поток по спектру *Sp*_{у.р.д.}*MS*_{mod} составил 103.66 \pm 0.04 отсчетов/с соответственно. Относительная разница в потоках составила 5.38 \pm 0.09%.

Рентгеновская трубка фирмы Oxford Instruments должна работать при напряжениях выше 10 кВ. Тем не менее, для тестирования в наиболее "мягком" диапазоне энергий было предложено использовать трубку с медным анодом при напряжении 9 кВ и уровне тока 3 мкА. Такое напряжение было обусловлено желанием исключить из спектра характеристическую линию меди. Результаты тестирования представлены на рис. 28.

Сразу же необходимо оговорить, что в данной серии измерений поток от трубки оказался менее стабильным по сравнению с предыдущими сериями измерений. По данным детектора XR-100T-CdTe, в диапазоне энергий 3.7–8.4 кэB, при засветке трубкой у.р.д. через р.з.с. поток оказался на 5.55 ±



Рис. 28. Интегральные спектры (**a**–**B**) и их отношение (**r**) при прямой засветке у.р.д. и засветке через р.з.с. рентгеновской трубкой с анодом из Сu при напряжении 9 кВ и величине тока 3 мкА: **a**, **б** – спектры в логарифмическом масштабе $(1 - Sp_{y.p.a.}, 2 - Sp_{MS}, 3 - Sp_{y.p.a.}MS_{mod}, 4 - Sp_{pileup})$; **в** – спектры в линейном масштабе $(5 - Sp_{MS}, 6 - Sp_{y.p.a.}MS_{mod} + Sp_{pileup})$; **г** – $Sp_{MS}/(Sp_{y.p.a.}MS_{mod} + Sp_{pileup})$.

 $\pm 0.45\%$ выше, чем при прямой засветке у.р.д. Амплитуда отклонений не превысила ~10% в диапазоне 3–9 кэВ.

Рентгеновский поток в диапазоне 3.7-8.4 кэВ при засветке через р.з.с., т.е. по спектру Sp_{MS} , составил 309.81 ± 0.08 отсчетов/с, поток по спектру *Sp*_{у.р.д.}*MS*_{mod} оказался чуть больше и составил 316.50 ± 0.22 отсчетов/с соответственно. Энергетический диапазон 3.7-8.4 кэВ был выбран из расчета отступления на половину энергетического разрешения у.р.д. от порога регистрации фотонов 3 кэВ $(3 + FWHM_{y,p,n}(3 \kappa 3B)/2 = 3.7 \kappa B)$ и отступления на половину энергетического разрешения у.р.д. от крайней энергии 9 кэВ при высоком напряжении 9 кВ (9 – FWHM_{у.р.д.}(9 кэВ)/2 = 8.4 кэВ). Относительная разница в потоках получилась -2.11 ± $\pm 0.07\%$, что отличается по величине и по знаку от данных по разнице потоков по данным детектора XR-100T-CdTe. Однако различие может оказаться заметно меньше, если учесть различие детекторов

у.р.д. и XR-100T-CdTe в эффективности регистрации фотонов на энергиях ≤5 кэВ и энергетическом разрешении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На калибровочном стенде ИКИ РАН были проведены испытания р.з.с. и у.р.д. телескопа ART-XC проекта "Спектр-РГ". Для калибровок использовались запасные образцы р.з.с. и у.р.д. с идентификаторами MS6 и у.р.д.29.

Получены данные по энергетическому разрешению у.р.д., PSF комплекта р.з.с.—у.р.д. с расстояния 61 м до источника для различных энергий. По этим данным получены профили относительной поверхностной яркости пикселей, определено положение условной границы событий с двукратным и однократным отражением в зависимости от энергии. Определена зависимость W90 от энергии. Было проведено сравнение математической модели эффективной площади р.з.с. по оси зрения для источника, удаленного на 61 м, с полученными данными. В модели р.з.с. были использованы никелевые оболочки с шероховатостью 1 нм, покрытые слоем иридия толщиной 10 нм.

Экспериментальные данные хорошо согласуются с моделью р.з.с., относительная разница в потоках не превысила 3.5% в основном диапазоне энергий 4-20 кэВ и $\leq 5.4\%$ в "жестком" диапазоне 20-40 кэВ. Отличия, доходящие в максимуме до 15%, могут быть объяснены использованием приближения $Sp_{y.p.d.}MS_{mod}$ и сопутствующими "краевыми" эффектами.

При сравнении реальных и модельных спектров возникли некоторые сомнения в корректности модели р.з.с. в области L-скачков иридия 10— 14 кэВ. Для более "тонкого" исследования р.з.с. в этом диапазоне планируется провести измерения при помощи XR-100SDD в фокальной плоскости р.з.с.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа была поддержана грантом Министерства образования и науки РФ № 14.W03.31.0021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Pavlinsky M., Sunyaev R., Churazov E., Vikhlinin A., Sazonov S., Revnivtsev M., Arefiev V., Lapshov I., Akimov V., Levin V., Buntov M., Semena N., Grigirivich S., Babyshkin V., Predehl P. et al. // Proc. SPIE. Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy IV. 2009. V. 7437. P. 743708. https://doi.org/10.1117/12.837361
- Pavlinsky M., Akimov V., Levin V., Krivchenko A., Rotin A., Kuznetsova M., Lapshov I., Tkachenko A., Semena N., Buntov M., Glushenko A., Arefiev V., Yaskovich A., Grebenev S., Sazonov S. et al. // Proc. SPIE. Space Telescopes and Instrumentation: Ultraviolet to Gamma Ray. 2016. V. 9905. P. 99051J. https://doi.org/10.1117/12.2230974

- Predehl P., Andritschke R., Babyshkin V., Becker W., Bornemann W., Bräuninger H., Brunner H., Boller T., Burwitz V., Burkert W., Clerc N., Churazov E., Countindo D., Dennerl K., Dwelly T. et al. // Proc. SPIE. Space Telescopes and Instrumentation: Ultraviolet to Gamma Ray. 2016. V. 9905. P. 99051K. https://doi.org/10.1117/12.2235092
- 4. Gubarev M., Ramsey B., O'Dell L., Elsner R., Kilaru K., McCracken J., Pavlinsky M., Tkachenko A., Lapshov I. // Proc. SPIE. Space Telescopes and Instrumentation: Ultraviolet to Gamma Ray. 2012. V. 8443. P. 84431U. https://doi.org/10.1117/12.926207
- Семена Н.П., Сербинов Д.В., Яскович А.Л., Ткаченко А.Ю., Павлинский М.Н. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 100. https://doi.org/10.7868/S0032816218020222
- Gubarev M., Ramsey B., Kolodziejczak J.J., O'Dell S.L., Elsner R., Zavlin V., Swartz D., Pavlinsky M., Tkachenko A., Lapshov I. // Proc. SPIE. Space Telescopes and Instrumentation: Ultraviolet to Gamma Ray. 2014. V. 9144. P. 91444U. https://doi.org/10.1117/12.2056595.
- Levin V., Pavlinsky M., Akimov V., Kuznetsova M., Rotin A., Krivchenko A., Lapshov I., Oleinikov V. // Proc. SPIE. Space Telescopes and Instrumentation: Ultraviolet to Gamma Ray. 2014. V. 9144. P. 914413. https://doi.org/10.1117/12.2056311
- Pavlinsky M., Tkachenko A., Levin V., Krivchenko A., Rotin A., Kuznetsova M., Lapshov I., Krivonos R., Semena A., Semena N., Serbinov D., Shytkovsky A., Vaskovich A., Oleinikov V., Glushenko A. et al. // Experimental Astronomy. 2018. V. 45/ Issue 3. P. 315. https://doi.org/10.1007/s10686-018-9582-5
- Nevot L., Croce P. // Revue de Physique appliqué. 1980. V. 15(3). P. 761.
- Krivonos R., Tkachenko A., Burenin R., Filippova E., Lapshov I., Mereminskiy I., Molkov S., Pavlinsky M., Sazonov S., Gubarev M., Kolodziejczak J., O'Dell S.L., Swartz D., Zavlin V., Ramsey B.D. // Experimental Astronomy. 2017. V. 44. Issue 1. P. 147. https://doi.org/10.1007/s10686-017-9555-0
- Kitaguchi T., Grefenstette B., Harrison F., Miyasaka H., Bhalerao V., Cook W.R. III, Mao P., Rana V., Boggs S., Zoglauer A. // Proc. SPIE. UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XVII. 2011. V. 8145. P. 814507. https://doi.org/10.1117/12.896972

__ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 616-71+681.7.08

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ФЛЮОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА IN VIVO В МЕДИЦИНЕ

© 2020 г. И. А. Разницына^{*a*}, А. П. Тарасов^{*a,b*}, Д. А. Рогаткин^{*a*}

^а Московский областной научно-исследовательский клинический институт имени М.Ф. Владимирского Россия, 129110, Москва, ул. Щепкина, 61/2

^b Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

*e-mail: RaznitsynaIA@yandex.ru Поступила в редакцию 29.09.2019 г. После доработки 11.10.2019 г. Принята к публикации 16.10.2019 г.

Описаны конструкции отдельных элементов усовершенствованной системы для лазерной флюоресцентной спектроскопии in vivo. Предложенные технические решения, в частности: включение в систему источника белого света, особые конструкции оптоволоконного зонда и блока фильтров позволяют исключить ряд недостатков существующих систем. В описанной системе спектр диффузного отражения исследуемой области определяется автоматически после детектирования спектров флюоресценции. Равенство диагностических объемов достигается не только путем автоматического переключения режимов, но и использованием большого числа осветительных волокон, расположенных вокруг приемного волокна, для равномерного освещения области интереса. Показана конструкция блока фильтра, позволяющего корректировать передаточную функцию прибора путем регулирования степени перекрытия светового пучка фильтром. Мы полагаем, что включение данных элементов в системы лазерной флюоресцентной спектроскопии позволит уточнить данный метод, унифицировать параметры аналогичных устройств и в перспективе — настраивать все приборы идентичным образом.

DOI: 10.31857/S0032816220020068

введение

Методы неинвазивного флюоресцентного анализа используются в различных областях медицины [1]. В основе метода лазерной флюоресцентной спектроскопии (л.ф.с.) in vivo лежит детектирование спектров вторичного излучения, вышедшего с поверхности исследуемого объекта в результате воздействия на него узкополосным излучением в видимом или ближнем у.ф.-диапазонах. Регистрируемый вторичный спектр интенсивности флюоресценции экзогенных или эндогенных флюорофоров в биоткани несет информацию о ее биохимическом составе [2].

Наиболее известной областью применения л.ф.с. в медицине является фотодинамическая терапия (ф.д.т.) опухоли. Эта процедура предполагает введение препаратов, повышающих чувствительность тканей к свету (фотосенсибилизаторов), которые избирательно накапливаются в области патологии. Для определения границ образования, а также для контроля динамики накопления и выведения фотосенсибилизаторов оценивают флюоресценцию области патологии и здоровых тканей [3].

Работа диагностических систем для л.ф.с. in vivo осуществляется следующим образом. От узкополосного источника при помощи осветительных волокон оптоволоконного зонда к поверхности объекта доставляется излучение для возбуждения флюоресценции. Вторичное излучение, в частности диффузно отраженное и флюоресцентное, по приемному волокну зонда доставляется к спектрометру. При этом регистрируемый сигнал флюоресценции примерно в тысячу раз слабее, чем диффузно отраженный сигнал. Поэтому для детектирования и визуализации флюоресцентной части спектра диффузно отраженная часть ослабляется спектральным фильтром, расположенным перед спектрометром, в $\beta \approx 1000$ раз.

Известны устройства, реализующие метод л.ф.с. для диагностики и анализа флюоресценции опухолей в ходе ф.д.т. К ним относится, например, система ЛЭСА-01-Биоспек, описанная в [4]. При помощи данного комплекса в режиме реального времени можно наблюдать спектры флюоресценции, а специальное программное обеспечение позволяет оценить их различные параметры (высоты максимумов, площади отдельных



Рис. 1. Конфигурация волокна в устройстве, описанном в [8], и иллюстрация возможных источников ошибок, связанных с неравенством диагностических объемов и поворотом оптоволокна вокруг своей оси. *1* – волокна, доставляющие широкополосное излучение к поверхности объекта; *2* – приемное волокно; *3* – волокно для доставки лазерного излучения; *4* – кровеносный сосуд.

областей и др.). Также среди отечественных приборов известен диагностический комплекс для измерения in vivo медико-биологических параметров кожи и слизистых оболочек компании ООО ЛАЗМА [5] с аналогичным функционалом.

При использовании этих устройств, как и их зарубежных аналогов, дальнейший количественный анализ спектров флюоресценции вызывает ряд затруднений. В частности, попытки скорректировать зарегистрированные спектры флюоресценции с учетом влияния приборных характеристик и различий оптических свойств биотканей приводят к возникновению различных алгоритмов нормировки и появлению неунифицированных показателей, например, индекса тканевого содержания, коэффициента флюоресцентной контрастности и т.д. [2, 6, 7].

При расчетах данных величин предполагается, что поглощающие свойства биоткани на длинах волн возбуждения и флюоресценции одинаковы, что не всегда верно. Кроме того, для разработки количественных диагностических критериев состояния биоткани важно осуществить переход от измеренных физических величин к медико-биологическим показателям, выраженным, например, в уровнях накопления или в относительных концентрациях флюорофоров. Таким образом, основным недостатком описанных выше устройств является отсутствие как обоснованного алгоритма перехода от измеренных физических величин (спектров) к медико-биологическим количественным характеристикам ткани, так и необходимых для этого аппаратных и программных средств.

Существуют системы, которые позволяют проводить дополнительные математические операции и корректировать спектры флюоресценции с использованием тех или иных приближений. Для этого в конструкцию измерительного устройства включают источник белого света и, помимо спектра флюоресценции, снимают спектр диффузного отражения, характеризующий оптические свойства биоткани в зависимости от длины волны [8, 9]. В данных приборах геометрия оптоволоконного зонда предполагает наличие дополнительных волокон для широкополосного источника.

Чаще всего эти волокна расположены в ряд, что обусловлено применяемыми расчетными алгоритмами. В этом случае диагностические объемы для исследования флюоресценции и диффузного отражения не одинаковы (рис. 1). Попадание мелкого сосуда в одну из исследуемых областей приведет к неверным расчетам, особенно в зеленой части спектра, где основным поглощающим веществом является гемоглобин. Соответственно различие диагностических объемов для двух измерений, как и поворот дистального конца оптоволоконного зонда вокруг своей оси, могут привести к ошибкам при дальнейших расчетах (см. рис. 1).

Важным условием активного внедрения л.ф.с. in vivo в клинику является метрологическое обеспечение приборов для достижения единства результатов и требуемой точности измерений. Ранее нами было проведено исследование, в котором оценивались погрешности измерений, выполненных на разных приборах одного производителя [10]. Было показано, что для метода л.ф.с. разброс регистрируемых значений, даже на приборах одной фирмы, может превышать 25%.

Сегодня, проводя измерения на различных приборах, можно получить совершенно разные данные ввиду того, что нет общепринятых стандартов и единых мер для калибровки и настройки приборов. Например, значения коэффициентов флюоресцентной контрастности, которые часто используются в исследованиях [7, 8], рассчитываются по формуле

$$K_f = 1 + \frac{I(\lambda_f) - I(\lambda_e)}{I(\lambda_f) + I(\lambda_e)},\tag{1}$$

где $I(\lambda_e)$ — интенсивность диффузно рассеянного излучения, уменьшенная фильтром в β раз; $I(\lambda_f)$ интенсивность флюоресценции; λ_e , λ_f — длины волн возбуждения и флюоресценции соответственно. Существенное влияние на величину данного коэффициента оказывает спектральный оптический фильтр системы и величина $\beta(\lambda)$.

Исходя из этого, можно отметить необходимость проведения не только стандартных калибровочных процедур, но и коррекции передаточной функции прибора, обеспечивая тем самым влияние на соотношения максимумов диффузного отражения и флюоресценции, что требует дополнительных технических решений.

В данной работе предложен новый вариант устройства для лазерной флюоресцентной спектроскопии in vivo в медицине, конструктивные особенности которого позволяют исключить вышеописанные недостатки аналогов.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Ввиду того что разные биоткани могут иметь различное кровенаполнение, интенсивность флюоресценции $I(\lambda_f)$ может не быть прямо пропорциональной концентрации флюоресцирующих веществ. В общем случае зависимость $I(\lambda_f)$ от концентрации флюорофоров C_f имеет сложный характер [11]. Влияние кровенаполнения на результаты флюоресцентного анализа наиболее существенно в зеленом диапазоне длин волн, так как здесь наблюдается активное поглощение света гемоглобином. Потому сравнение $I(\lambda_f)$ в зеленой части спектра областей даже одной локализации не всегда корректно.

Ранее нами была решена задача распространения света в мутной среде с равномерно распределенным флюорофором [11] на основе модифицированной модели Кубелки–Мунка и решения А.А. Кохановского [12]. Выражение для потока флюоресценции J_f , Вт, на поверхности объекта выглядит следующим образом:

$$J_f = \Phi_0 A_f(\lambda_e) \varphi(\lambda_e, \lambda_f) \frac{(1 + r_{\infty \lambda_e})(1 + r_{\omega \lambda_f})}{2(\alpha(\lambda_e) + \alpha(\lambda_f))}.$$
 (2)

Здесь Φ_0 , Вт — возбуждающий монохроматический поток, падающий на границу среды; $A_f(\lambda_e)$, мм⁻¹ — часть возбуждающего потока, поглощенного флюорофором на элементарной единице длины dx среды; $\varphi(\lambda_e, \lambda_f)$ — квантовый выход флюоресценции; $r_{\infty\lambda}$ — коэффициент диффузного отражения ткани на длине волны λ , определяющий долю излучения, вышедшего с поверхности полубесконечной среды, относительно возбуждающего; $\alpha(\lambda) = \sqrt{\beta_1^2(\lambda) - \beta_2^2(\lambda)}$, где $\beta_1(\lambda)$ и $\beta_2(\lambda)$, мм⁻¹ соответственно коэффициенты затухания и обратного рассеяния для исследуемой ткани.

Величины $r_{\infty\lambda}$, $\beta_1(\lambda)$ и $\beta_2(\lambda)$ сложным образом зависят от концентрации C_f флюорофора, выраженной в относительных единицах ($0 \le C_f \le 1$) [11]. Следовательно, для определения относительных концентраций флюорофора в тканях измерения спектров флюоресценции недостаточно, необходимо знать коэффициенты диффузного отражения на длинах волн возбуждения λ_e и флюорес-

ценции λ_f . В общем случае данные коэффициенты нельзя принять равными ввиду различий оптических свойств среды на разных длинах волн. Потому использование величины пика обратного рассеяния для какой-либо нормировки (в том числе, в (1)) не совсем корректно. Для возможности измерения $r_{\infty\lambda}$ на любой из интересующих длин волн видимого диапазона необходимо включить в систему широкополосный источник.

ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

Для устранения описанных недостатков было разработано новое устройство для л.ф.с. in vivo "Мультиком". Оно, как и устройства-аналоги, содержит оптический зонд, на дистальном конце которого находится жесткий наконечник, непосредственно контактирующий с поверхностью биологической ткани (рис. 2). На проксимальном конце расположены наконечники-разъемы для соединения зонда с системой контроля.

Система контроля включает в себя блок источников первичного излучения, блок фильтра, спектрометр, блок управления и входных данных, управляющий всеми источниками первичного излучения и спектрометром, а также блок питания. Система контроля имеет также ряд оптических разъемов для подсоединения зонда через наконечники-разъемы. Блок управления и входных данных подключается к стандартному персональному компьютеру со специализированным программным обеспечением.

Работа устройства осуществляется следующим образом. Блок управления и входных данных формирует, принимает и обрабатывает две основные управляющие команды: "наблюдение" и "измерение". По команде "наблюдение" включается выбранный лазерный источник в непрерывном режиме, после чего спектрометр в непрерывном режиме регистрирует спектр вторичного излучения. По команде "измерение" в памяти устройства сохраняется последний зарегистрированный спектр, лазерный источник выключается, и на короткое время включается импульсный источник белого света. Спектрометр регистрирует диффузно отраженное излучение, после чего все измеренные спектры передаются в блок управления и входных данных для последующей обработки.

В отличие от устройств-аналогов, оптоволоконный зонд представленной системы включает в себя группу осветительных волокон (более 30) диаметром 100 мкм и одно приемное волокно диаметром 400 мкм, по которому вторичное излучение от биологической ткани доставляется к блоку фильтра. Блок источников излучения содержит несколько лазеров для возбуждения флюоресценции и источник белого света. В описываемом приборе использованы источники на дли-


Рис. 2. Принципиальная схема устройства для лазерной флюоресцентной спектроскопии "Мультиком".

нах волн 365, 405, 515 и 632 нм и стандартный источник на основе ксеноновой лампы.

Осветительные волокна зонда на проксимальном конце собраны в отдельные жгуты, каждый из которых через оптический разъем подсоединен к источнику. Таким образом, к каждому источнику присоединяется несколько осветительных волокон. Отдельный жгут, содержащий одно приемное волокно, также присоединяется к блоку фильтров. На дистальном конце осветительные волокна располагаются по кругу вокруг приемного волокна, равномерно освещая исследуемую область (рис. 3).

Использование в данном устройстве ксеноновой лампы-вспышки, которая включается по ко-



Примное волокно (Ø400 мкм)

Рис. 3. Расположение осветительных и приемного волокон в оптоволоконном зонде и характерные размеры волокна прототипа устройства. Диаметр наконечника зонда 3 мм.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

манде пользователя, а также круговой геометрии освещения значительно уменьшают систематическую погрешность измерений. Это связано с тем, что для данного прибора процесс регистрации данных максимально автоматизирован, нет необходимости ожидания выхода на режим источника белого света и ручного переключения источников. Кроме того, использование ксеноновой лампы-вспышки позволяет варьировать амплитуду принимаемого сигнала путем изменения числа вспышек.

Для коррекции передаточной функции блок фильтров выполнен в виде коллимирующей системы из двух собирающих линз, ослабляющего оптического фильтра, помещенного между линзами, и передвижного устройства, перемещающего оптический фильтр перпендикулярно главной оптической оси линз (рис. 4).

Фокусирующие линзы оптического фильтра формируют между собой пучок большого диаметра (примерно 1-2 см). Оптический фильтр, помешенный в широкий пучок между линзами, ослабляет излучение на длине волны возбуждения флюоресценции в заданное число раз ($\beta \approx 1000$), при этом остальная часть спектра ослабляется незначительно (примерно на 10% в зависимости от фильтра). Путем варьирования площади перекрытия пучка и фильтра посредством передвижного устройства можно изменять соотношение пиков обратного рассеяния и флюоресценции в спектре. Передвижное устройство представляет собой систему регулировочных винтов, позволяющих передвигать фильтр в широком параллельном пучке между линзами коллиматора. Данная конструкция позволит идентичным образом настраивать все приборы.

Рис. 4. Схема блока фильтра.

Блок фильтра

Фильтр

Іинза

Регулировка

Линза

положения фильтра

Спектрометр

ОСОБЕННОСТИ АНАЛИЗА ДАННЫХ

Как правило, зарегистрированные спектры диффузного отражения без дополнительной обработки анализировать сложно, так как их вид в основном определяется спектральными характеристиками самого источника излучения. Поэтому для дальнейшего анализа используют нормировку на спектры диффузного отражения, полученные от материалов с известными показателями. В оптике в качестве такого материала часто используют фторопласт ФТ-4 ввиду того, что данный материал имеет высокую степень однородности, не флюоресцирует и активно рассеивает излучение во всем видимом диапазоне спектра. На рис. 5 показаны спектры флюоресценции и диффузного отражения, снятые при помощи нового диагностического комплекса, а также рассчитанные коэффициенты диффузного отражения.

На рис. 5а представлен характерный спектр вторичного излучения биоткани, полученный при воздействии на ее поверхность лазерным излучением с длиной волны $\lambda_e = 365$ нм. Спектр имеет ярко выраженный пик диффузного отражения на длине волны возбуждения, уменьшенный фильтром, и пик флюоресценции с максимумом на длине волны 470 нм. Без дополнительного анализа можно ошибочно заключить, что в спектре также присутствуют два небольших пика на длинах волн около 560 и 590 нм. Однако дальнейший анализ коэффициентов диффузного отражения (см. рис. 5в) показывает, что эти максимумы в спектре флюоресценции связаны с резким изменением поглощения на данных длинах волн. Провал, наблюдаемый на графике (см. рис. 5в) в зеленом диапазоне длин волн соответствует спектру поглошения оксигемоглобина. Таким образом, дополнительный анализ спектра коэффициентов диффузного отражения необходим для устранения возможных неточностей и ошибок при интерпретации данных. Кроме того, данный спектр можно использовать как самостоятельные результаты, по которым можно оценить степень кровенаполнения биотканей.



Рис. 5. Пример спектров сальника крысы: **а** – зарегистрированный спектр флюоресценции, длина волны возбуждения $\lambda_e = 365$ нм; **б** – зарегистрированный спектр диффузного отражения; **в** – рассчитанные коэффициенты диффузного отражения.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТРОЙСТВА

Следует отметить, что основные характеристики описанного выше устройства определяются характеристиками выбранных компонентов под определенные задачи. К примеру, в системе "Мультиком", предназначенной для исследований эндогенной флюоресценции кожи и слизистых в видимом и ближнем и.к.-диапазонах. используется спектрометр с рабочим диапазоном 350-800 нм. Импульсный ксеноновый источник AvaLight-XE (Avantes, Inc., USA) с энергией импульса 39 мкДж (оптическая мощность в одном волокне диаметром 200 мкм – 20 мкВт) имеет максимальную частоту повторения импульсов 100 Гц. Число вспышек источника белого света для исследования свойств тканей подбирается исходя из максимальной амплитуды сигнала, которая может быть детектирована спектрометром.

Для макета устройства с использованием технологии ручной сборки был изготовлен оптоволоконный зонд (ООО "НТЦ волоконно-оптических устройств", РФ) с сорока осветительными и одним приемным волокнами (см. рис. 3) [13]. Экспериментально было установлено, что при

Наконечник

Оптический разъем

разъем



Рис. 6. Схема измерения малой мощности излучения.

использовании зонда с 19-ю освещающими волокнами диаметром 100 мкм и одним приемным волокном диаметром 400 мкм для источника белого света достаточно пяти вспышек при исследовании кожи и мягких тканей и одной вспышки — для измерения спектра диффузного отражения светорассеивающей меры (фторопласта).

Аналогичным образом подбирались величины максимумов обратного рассеяния и флюоресценции в регистрируемом спектре (см. рис. 5а), которые варьировались изменением непосредственно мощности лазерного излучения и используемым фильтром. Представленный прибор "Мультиком" калибровался, исходя из задачи воспроизведения спектров, полученных на комплексе ЛАКК-М (ООО "ЛАЗМА", РФ). Для калибровки использовались фторопластовые меры с флюорофором, описанные в [14]. Мощность излучения на выходе оптического волокна была установлена: для лазера с длиной волны 405 нм (7 освещающих волокон) — 4.8 мВт; 515 нм (7 освещающих волокон) — 5.8 мВт; 635 нм (7 освещающих волокон) – 3.3 мВт.

Для анализа чувствительности прибора был проведен эксперимент, схема которого представлена на рис. 6.

Излучение от лазерного источника, мощность *P* которого измерялась при помощи универсального фотодатчика PD300 (OPHIR Ltd., Израиль), падало перпендикулярно на поверхность светорассеивающего материала с заданным коэффициентом диффузного рассеяния *r* и известной зависимостью интенсивности рассеянного излучения от угла рассеяния $I(\theta)$. В качестве такого материала была взята мера диффузного отражения Spectralon (Labsphere Ltd., New Hampshire, USA), которая близка к идеальной ламбертовской поверхности с коэффициентом диффузного отражения *r* = 0.75 во всем интересующем нас диапазоне длин волн.

Приемное волокно располагалось на расстоянии D < 5 см, расстояние L от лазерного источника до меры должно быть много больше D и бралось более 1 м. Таким образом, вторичный источник в такой геометрии измерения можно считать точеч-

ным, расположение приемного волокна — перпендикулярным по отношению к поверхности меры, а телесный угол Ω, образованный приемным волокном, — малым. Мощность излучения, попавшего в приемное волокно, можно оценить по формуле

$$P_{det} = P_{las} r \frac{\pi d^2}{4L^2},\tag{3}$$

где d – диаметр приемного волокна.

Расстояние L и фильтр (см. рис. 6) подбирались таким образом, чтоб сигнал, приходящий на устройство, был минимальным, но при этом отличимым от шума. Было определено, что пороговое значение мощности излучения, которое может быть зарегистрировано устройством, имеет порядок 10^{-12} Вт без учета потерь в волокне, которые могут составлять 5—10%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе описано устройство для лазерной флюоресцентной спектроскопии, конструкционные особенности элементов которого способны существенно повысить точность метода и предоставить дополнительную информацию клиницисту. Специальная конструкция блока фильтров позволяет подбирать передаточную функцию прибора для воспроизведения результатов исследований, полученных при помощи приборов других производителей. Конструкция оптоволоконного зонда позволяет исключить ошибки, связанные с несовпадением диагностических объемов при использовании нескольких источников излучения, а также с поворотом зонда вокруг своей оси. Мы полагаем, что после разработки мер для нормировки передаточных функций на основе представленного комплекса будет возможна разработка диагностических методик и алгоритмов обработки, универсальных для приборов всего класса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 2010. С. 66–67.
- Рогаткин Д.А. // Медицинская физика. 2014. № 4. С. 78.
- Lovell J.F., Liu T.W., Chen J., Zheng G. // Chemical reviews. 2010. № 110 (5). P. 2839. https://doi.org/10.1021/cr900236h
- Линьков Г.К., Березин А.Н., Лощёнов В.Б. // Российский биотерапевтический журнал. 2005. Т. 4. № 4. С. 114.
- 5. Лощенов В.Б., Волкова А.И., Прохоров А.М., Стратонников А.А. // Российский химический журнал. 1998. Т. XLII. № 5. С. 50.
- 6. *Guseva I., Rogatkin D., Kulikova P., Kulikov D. //* Proc. of the 9th Int. Joint Conference on Biomedical Engi-

neering Systems and Technologies (BIOSTEC 2016). BIODEVICES. Portugal, SCITEPRESS, 2016. V. 1. P. 139.

https://doi.org/10.5220/0005659301390144

- Дунаев А.В., Дрёмин В.В., Жеребцов Е.А., Гордон П.С., Соколовский С.Г., Рафаилов Э.У. // Биотехносфера. 2013. № 2 (26). С. 38.
- 8. *Kim A., Khurana M., Moriyama Y., Wilson B.C.* // Journal of biomedical optics. 2010. V. 15. № 6. P. 067006. https://doi.org/10.1117/1.3523616
- 9. *Lim L., Nichols B.S., Rajaram N., Tunnell J.W.* // Journal of biomedical optics. 2011. V. 16. № 1. P. 011012. https://doi.org/10.1117/1.3525288
- 10. Rogatkin D.A., Prisnyakova O.A., Moiseeva L.G., Cherkasov A.C. // Measurement Techniques. 1998. V. 41.

№ 7. P. 670. https://doi.org/10.1007/BF02504894

- Rogatkin D., Guseva I., Lapaeva L. // Journal of Fluorescence. 2015. V. 25(4). P. 917. https://doi.org/10.1007/s10895-015-1572-7
- Kokhanovsky A.A. // Journal of the Optical Society of America. 2010. V. A 27. P. 1896. https://doi.org/10.1364/JOSAA.26.001896
- Даниелян Г.Л., Шилов И.П., Кочмарев Л.Ю., Иванов А.В., Замятин А.А., Маковецкий А.А., Кузнецов О.О. // Медицинская физика. 2014. № 1. С. 51.
- Rogatkin D., Guseva I., Lapaeva L. // Journal of fluorescence. 2015. T. 25. № 4. C. 917.

148

_____ ЛАБОРАТОРНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 533.9.072

ИСТОЧНИК НЕРАВНОВЕСНОЙ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ОБЪЕМНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2020 г. А. П. Семенов^{а,*}, Б. Б. Балданов^а, Ц. В. Ранжуров^а

^а Институт физического материаловедения СО РАН Россия, 670047, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6 *e-mail: alexandersemenov2018@mail.ru, semenov@ipms.bscnet.ru Поступила в редакцию 17.10.2019 г. После доработки 17.10.2019 г. Принята к публикации 22.10.2019 г.

Рассмотрен принципиальный подход и разработан эффективной источник объемной пространственно однородной неравновесной плазмы на основе тлеющего разряда атмосферного давления, формируемого в неоднородном электрическом поле. Выявлены основные преимущества реализованного разряда — высокая однородность горения, экономичность, возможность масштабирования конструкции в широких пределах, с одновременным повышением стабильности его работы и обеспечение более равномерного и эффективного воздействия нетермической объемной плазмы на термочувствительные поверхности.

DOI: 10.31857/S003281622002007X

введение

Повышенный интерес к источникам низкотемпературной неравновесной плазмы на основе объемного тлеющего разряда атмосферного давления [1, 2] обусловлен возможностями их использования в практических приложениях, в частности предпосевной обработке семян [3, 4].

Различные конструкции источников плазмы описаны в статьях [5–7]. Представляет интерес импульсно-периодический режим отрицательного коронного разряда постоянного напряжения в конфигурации электродов острие—плоскость. В токовой области между формами разряда — короной и искрой — возникает новый вид разряда: диффузный тлеющий разряд при атмосферном давлении, создающий стационарную и однородную неравновесную плазму по всему объему межэлектродного промежутка.

Специальные меры стабилизации отрицательной короны позволяют существенно отодвинуть токовую границу появления искры [8, 9]. Повышенный интерес к изучению диффузного тлеющего разряда в настоящее время обусловлен возможностью использования разряда как нового перспективного источника неравновесной плазмы атмосферного давления [10].

Требования к плазменным источникам, генерирующим низкотемпературную аргоновую плазму для обработки обширных термочувствительных поверхностей, существенно отличаются от требований к источникам плазменных струй [11, 12]. С одной стороны, формирование холодных (близких к комнатной температуре) плазменных струй, способных химически активировать при атмосферном давлении газовые среды и поверхности термически нестойких материалов, не обеспечивает создание неравновесной объемной (большой площади) однородной плазмы в свободном пространстве, с другой, значительно сужается возможность их использования для эффективной обработки обширных термочувствительных поверхностей.

В [13] рассмотрен вариант генерирования слаботочного поверхностного разряда в аргоне атмосферного давления с диэлектрическим барьером на аноде, инициированного отрицательным коронным разрядом постоянного напряжения в промежутке острийный катод—плоский анод, покрытый диэлектриком. Показано, что при повышении напряжения на поверхности диэлектрика формируются ярко светящиеся поверхностные разряды — стримеры, при этом наблюдается как контрагированная, так и диффузная форма разряда. Указанная структура электродов близка к электродной конфигурации острие—плоскость классического отрицательного коронного разряда.

Электродную структуру острийный катодплоский анод можно рассматривать как эффективный и простой подход к генерации низкотемпературной (холодной) неравновесной аргоновой плазмы на обширной площади благодаря переходу к специальной электродной структуре из многоострийных катодов, равномерно рассредото-



Рис. 1. Схема газоразрядного устройства [15]. *1* – анод; *2* – острийные катоды; *3* – балластные сопротивления; *4* – высоковольтный выпрямитель.

ченных над плоским металлическим анодом и нагруженных на балластные сопротивления. Такой принцип построения электродной структуры открывает возможность получения неравновесной однородной объемной плазмы и позволяет получить в межэлектродном промежутке высокие [14] по сравнению с классической отрицательной короной в геометрии острие—плоскость плотность тока $j \sim 10$ мА/см² и приведенное электрическое поле $E/N \sim 75-100$ Тд (N — концентрация газа).

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментального источника низкотемпературной неравновесной (холодной) аргоновой плазмы на основе тлеющего разряда атмосферного давления, формируемого в неоднородном электрическом поле [15], представлена на рис. 1.

Тлеющий разряд инициируется в электродной конструкции между плоским металлическим анодом 1 и острийными катодами 2. Протяженность разрядного промежутка от вершины острий до плоскости анода составляет 1-2 см. Плоский анод представляет собой металлическую пластину площадью 672 см^2 или металлическую сетку с размером ячеек 1 мм². Острийные катоды ориентированы нормально плоскости анода, объединены в четыре секции на площади 420 см^2 и нагружены на балластные сопротивления 3. Плотность острийных катодов в секциях — один на площадь 1 см². Диаметр острийных катодов 1.5 мм. Радиус закругления торцевых срезов катодов составлял 50 мкм.

Для стабильного зажигания и устойчивого горения тлеющего разряда [8, 9, 16] каждый острийный катод нагружался регулируемым в диапазоне 1—9 МОм балластным сопротивлением. Плазмообразующий газ аргон нагнетался перпендикулярно острийным катодам и направлению электрического тока пробиваемого разрядного промежутка. Устойчивость разряда относительно



Рис. 2. Свечение тлеющего разряда атмосферного давления.

перехода отрицательной короны в искровой пробой разрядного промежутка достигается слабой прокачкой аргона через разрядный промежуток. Скорость прокачки на входе в разрядный промежуток 0.45–2.24 м/с. Расход нагнетаемого аргона 5 · 10⁻⁵ кг/с. Разряд зажигался от регулируемого высоковольтного источника питания ВС-20-10 с выходным напряжением до 20 кВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В режиме тлеющего разряда атмосферного давления разряд наблюдается в виде однородных, самостоятельных разрядов, заполняющих и перекрывающих весь протяженный разрядный промежуток. Разряд сопровождается появлением светящегося положительного столба и светящегося слоя на аноде, характерного для тлеющего разряда. Свечение плазмы тлеющего разряда наблюдается в виде расширяющихся цилиндрических каналов – от вершин острийных катодов до поверхности анода (рис. 2).

На редуцированной вольт-амперной характеристике (рис. 3) выделяются два участка с линейной зависимостью приведенного тока от напряжения — в импульсно-периодическом режиме отрицательной короны (участок $a-\delta$) и в режиме тлеющего разряда атмосферного давления (участок $\delta-e$). Место пересечения двух экстраполированных прямых отождествляется с началом перехода режима коронного разряда в режим тлеющего разряда. Как видно, включение ионизации в дрейфовой области разрядного промежутка приводит к более крутому нарастанию тока с напряжением в режиме тлеющего разряда атмосферного давления по сравнению с режимом коронного разряда.

Превысив значение критического тока I^* , соответствующее излому редуцированной вольтамперной характеристики, свечение разряда однородно заполняет весь разрядный промежуток острийные катоды—плоский анод, что характерно для классического тлеющего разряда, и позволяет получить объемную однородную плазму на всей площади анода. Повышению предельного тока препятствует переход тлеющего разряда атмосферного давления в искровой пробой разрядного промежутка в результате локального усиления напряженности поля и роста плотности ионного пространственного заряда.

Напряженность E электрического поля линейно растет с ростом плотности тока j (рис. 4, кривая I). В отличие от тлеющего разряда низкого давления, где напряженность электрического поля увеличивается с ростом протяженности разрядного промежутка, в тлеющем разряде атмосферного давления напряженность электрического поля остается неизменной с ростом протяженности разрядного промежутка (кривая 2).

Концентрация электронов n_e в положительном столбе тлеющего разряда атмосферного давления, получаемая из измерений полного тока *I* и сечения разряда *S*: $I/S \sim j \sim e\mu_e En_e$ (e – заряд электронов, μ_e – подвижность электронов), равна $n_e \sim 10^5 - 10^6$ см⁻³. Необходимо отметить, что увеличение количества коронирующих острий заметно снижает величину тока, приходящегося на острие, и предельный ток разряда увеличивается (рис. 5).

Источник неравновесной аргоновой плазмы тлеющего разряда испытан при обработке зерен пшеницы [17]. Поверхность зерен становится гидрофильной, характеризуется низкими значениями углов смачивания ~ 57° (исходная поверхность характеризуется углом смачивания ~107°).

На рис. 6 представлена морфология оболочки зерна пшеницы до и после обработки плазмой. Исходная поверхность зерна (рис. 6а) достаточно ровная и гладкая. После воздействия холодной аргоновой плазмы на оболочку зерна (рис. 6б) наблюдаются структурные изменения оболочки зерна, развивается мелкоячеистая сетчатая структура с резко очерченными границами ячеек.

Показано [18], что обработка зерен в низкотемпературной неравновесной плазме позволяет значительно увеличить всхожесть и стимулирует рост растений в начальной стадии онтогенеза, при этом достигается значительное увеличение биомассы. Наибольший эффект проявляется при длительности воздействия ~30 с и плотности мощности ~74.5 Вт/м².

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен источник низкотемпературной неравновесной аргоновой плазмы на основе тлеющего разряда атмосферного давления. Переход импульсно-периодического режима отрицатель-



Рис. 3. Редуцированные вольт-амперные характеристики тлеющего разряда атмосферного давления (величина тока пересчитана на одно острие). *I** – критический ток перехода в режим тлеющего разряда; протяженность разрядного промежутка: *I* – 1 см, *2*– 2 см.



Рис. 4. Зависимости напряженности электрического поля *E*: 1 -от плотности тока *j* (протяженность разрядного промежутка 2 см), 2 -от протяженности разрядного промежутка *d* (плотность тока 0.3 мA/см²).



Рис. 5. Зависимость предельного тока разряда от числа острий *n*. Протяженность разрядного промежутка 2 см.



Рис. 6. Микрофотография оболочки зерна пшеницы: **a** – до обработки; **б** – после обработки плазмой (ток разряда ~300 мкА, время экспозиции ~30 с).

ной короны в режим тлеющего разряда атмосферного давления происходит при определенном значении тока и сопровождается появлением светящегося положительного столба в разрядном промежутке. Разряд формируется в потоке газа аргона. Балластные сопротивления в цепи коронирующих острий существенно влияют на устойчивость разряда и однородность заполнения разрядного промежутка плазмой, увеличивают предельный ток и расширяют токовую область существования разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Балданов Б.Б., Норбоев Ч.Н.* // Прикладная физика. 2009. № 3. С. 93.
- 2. Балданов Б.Б., Ранжуров Ц.В. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 4. С. 152.
- 3. Порсев Е.Г. Патент на изобретение № 2299542 RU. МПК А01С 1/00 // Изобретения. Полезные модели. 2007. № 15. http://new.fips.ru/Archive/PAT/2007FULL/2007.05.27/ DOC/RUNWC2/000/000/002/299/542/DOCU-MENT.PDF
- 4. *Аксенов В.В., Порсев Е.Г.* // Вестник КрасГАУ. 2012. № 12. С. 175.
- 5. Foest R., Kindel E., Ohl A., Stieber M., Weltmann K.-D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. № 12B. P. B525.

- Ehlbeck J., Ohl A., Ma M., Krohmann U., Neumann T. // Surf. Coat. Technol. 2003. V. 174–175. P. 493. https://doi.org/10.1016/S0257-8972(03)00652-2
- Weltmann K.D., Brandenburg R., von Woedtke T., Ehlbeck J., Foest R., Stieber M., Kindel E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 194008. https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/19/194008
- Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Кочетов И.В., Напартович А.П., Панькин М.В., Трушкин Н.И. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 2. С. 172.
- Baldanov B.B., Semenov A.P., Ranjurov Ts.V. // J. Electrostatics. 2019. V. 100. UNSP 103351. https://doi.org/10.1016/j.elstat.2019.05.003
- Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Кочетов И.В., Монич А.Е., Напартович А.П., Трушкин Н.И. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 2. С. 198.
- 11. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Трушкин Н.И. Патент на изобретение № 2370924 RU. МПК Н05Н 1/24 // Изобретения. Полезные модели. 2009. № 29. http://new.fips.ru/Archive/PAT/2009FULL/2009.10.20/ DOC/RUNWC2/000/000/002/370/924/DOCU-MENT.PDF
- Семенов А.П., Балданов Б.Б., Ранжуров Ц.В. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 130. https://doi.org/10.1134/S0032816219020319
- Балданов Б.Б., Семенов А.П., Ранжуров Ц.В. // Изв. РАН. Серия физическая. 2019. Т. 83. № 11. С. 1502. https://doi.org/10.1134/S036767651911005X
- 14. Козлов Б.А., Соловьев В.И. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 7. С. 70.
- 15. Семенов А.П., Балданов Б.Б., Ранжуров Ц.В., Норбоев Ч.Н., Намсараев Б.Б., Дамбаев В.Б., Гомбоева С.В., Абидуева Л.В. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 3. С. 229.
- Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Каральник В.Б., Кочетов И.В., Напартович А.П., Трушкин Н.И. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 571.
- 17. Балданов Б.Б., Ранжуров Ц.В., Сордонова М.Н., Будажапов Л.В. // Прикладная физика. 2019. № 1. С. 41.
- Балданов Б.Б., Ранжуров Ц.В., Сордонова М.Н., Будажапов Л.В. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 3. С. 260.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА =

УДК 539.12.04

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЕКАНИЯ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

© 2020 г. Н. В. Минаев^{а,*}, А. В. Миронов^а, С. А. Минаева^а, О. А. Миронова^а, М. А. Сячина^a, Е. Krumins^b, S. Howdle^b, В. К. Попов^a

 ^а Институт фотонных технологий ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2
^b School of Chemistry, University of Nottingham, Nottingham, England *e-mail: minaevn@gmail.com Поступила в редакцию 18.11.2019 г. После доработки 21.11.2019 г. Принята к публикации 22.11.2019 г.

Описана установка для селективного лазерного спекания порошков микронной и субмикронной фракции. Установка позволяет проводить исследования с малыми объемами полимерных порошков, а также водных и спиртовых суспензий для отработки параметров процесса спекания с целью достижения высокого пространственного разрешения (порядка 10 мкм). Сформированы тонкие (около 20 мкм) слои из сферических микрочастиц полиметилметакрилата (п.м.м.а.) со средним диаметром от 0.5 до 3 мкм. Оптимизация параметров селективного лазерного спекания и поэтапного формирования одиночных слоев п.м.м.а. позволила получить 3D структуры с разрешением менее 100 мкм.

DOI: 10.31857/S0032816220020135

Селективное лазерное спекание (с.л.с.) является сегодня одной из основных и хорошо развитых технологий адлитивного производства. Она основана на послойном лазерно-инлуцированном спекании порошковых материалов различных типов (металлы, керамика, полимеры) [1]. Современные технологические комплексы с.л.с. позволяют с высокой производительностью и достаточно хорошим (порядка 100 мкм) пространственным разрешением изготавливать трехмерные объекты различной архитектоники по их 3D компьютерным моделям [2]. В то же время потенциальные возможности технологии с.л.с. в случае полимерных материалов реализованы далеко не в полной мере. Основными причинами этого являются: ограниченность выбора полхоляших для этого полимеров (главным образом, полиамидов и полистиролов, а также их композитов), неидеальная (отличная от сферической) форма и морфология поверхности частиц их мелкодисперных (характерный диаметр порядка 40-80 мкм) порошков с широким распределением по размерам. а также их реологические и оптические свойства.

Для дальнейшего развития технологии с.л.с., исследования возможности применения новых материалов, отработки параметров процесса с.л.с., в частности, для достижения высокого пространственного разрешения (порядка 10 мкм) необходимо иметь возможность экспериментировать с малыми объемами исходных материалов, с высокой точностью контролируя параметры процесса их лазерного спекания. Это нельзя сделать, используя существующие коммерческие установки с.л.с., так как они предназначены для работы с большими объемами стандартизированных материалов при заданных параметрах, что не позволяет достичь желаемых результатов. Для решения этой проблемы нами разработана, изготовлена и отлажена лабораторная установка, позволяющая



Рис. 1. Принципиальная схема работы 3D принтера для порошковых материалов. *1* – формирование слоя порошка; *2* – процесс спекания порошка излучением лазера по заданной траектории.



Рис. 2. а – схема модуля для формирования слоев тонкодисперсных порошков в установках селективного лазерного спекания; **б** – фотография модуля развертки лазерного излучения. 1 - рама; 2 - корпус привода поршней; 3 - блок рабочих камер; 4 - поршни; 5 - блок питания установки; 6 - корпус разравнивающего устройства; 7 - крепление модуля развертки лазерного излучения (гальваносканера); 8 - механический или пьезоэлектрический активатор разравнивающего устройства; 9 - рабочий элемент разравнивающего устройства; 10 - шаговые приводы; 11 - микроконтроллер; 12 - лазер; 13 - зеркала; 14 - гальваносканер; 15 - объектив; 16 - рабочий слой порошка; 17 - управляющий компьютер.



Рис. 3. Фотографии с оптического (**a**) и со сканирующего электронного (**б**) микроскопов полученных структур. Глубина структуры 80 мкм.

проводить исследование процессов селективного лазерного спекания различных новых полимерных материалов микронной и субмикронной дисперсности.

Принцип действия установки основан на формировании трехмерного объекта путем послойного лазерно-индуцированного сплавления мелкодисперсных (с характерным диаметром от 0.3 до 5 мкм) полимерных частиц (рис. 1). Тонкий слой исходного порошка (толщина регулируется в диапазоне 5–100 мкм) переносится с загрузочной поверхности на рабочую при помощи специализированного устройства *1*. В слое порошка осуществляется локальное сплавление частиц сфокусированным лазерным пучком по траектории, соответствующей определенному срезу цифровой модели 2. После завершения печати одного слоя, наносится следующий слой, и цикл повторяется необходимое число раз. Такой подход позволяет получить трехмерную структуру практически любой геометрии.

Схема модуля формирования порошковых слоев показана на рис. 2а. Его основой является блок *3*, выполненный из коррозионно-стойкой стали и содержащий две цилиндрические камеры с поршнями *4*. Каждый поршень имеет диаметр

36 мм и снабжен индивидуальным шаговым приводом 10, обеспечивающим максимальное перемещение по вертикальной оси (оси Z) 30 мм с минимальным шагом 5 мкм. Контактирующие поверхности рабочих камер и поршней имеют чистоту обработки поверхности 10 класса и притерты с зазором, не превышающим 5 мкм. Это обеспечивает перемещение полимерных частиц микронного размера без потерь, а также позволяет использовать в качестве исходных материалов их водные и спиртовые суспензии. Одна из камер выполняет функции резервуара и дозирующего устройства, а поршень второй камеры является рабочей поверхностью для процесса с.л.с., шаг перемещения которой задает требуемую толщину порошкового слоя. Перенос порошка и формирование однородного по толщине и плотного слоя на рабочей поверхности осуществляются специализированным устройством, состоящим из электрически изолированного корпуса 6, на котором закреплен механический или пьезоэлектрический активатор. Устройство имеет рабочий элемент — полированный вал 9 диаметром 8 мм, выполненный из нержавеющей стали марки 08Х18Н10, который вращается с необходимой скоростью вокруг своей оси. Для подавления поверхностных электростатических эффектов (приводящих к агломерации и налипанию полимерных частиц на разравнивающие поверхности) компоненты разравнивающего устройства (6, 8, 9), блока с поршнями (3, 4, 4)*б*) электрически изолированы от корпуса остальной установки и могут быть заземлены либо на них может быть подан потенциал, изменяемый в пределах ±36 В. Управление электромеханическими приводами установки осуществляется микроконтроллером Atmel ATMega 2560 с электронной обвязкой, аналогичной описанной нами ранее в [3] и обеспечивающей функционирование четырех униполярных шаговых двигателей с номинальными рабочими токами до 1.8 А.

Фотография модуля развертки лазерного излучения представлена на рис. 26. Для спекания использовалось непрерывное излучение DPSS лазера MDL-III-405 (Changchun New Industries Optoelectronics Tech. Co., Ltd, P.R. China) *12* с длиной волны 405 нм. Лазерное излучение фокусировалось на рабочую поверхность спекаемого порошкового слоя с помощью зеркал *13* и однозеркальной гальваносканирующей системы LScanXY (Атеко, Россия) *14* с F-theta объективом TSL-405-29-55Q (Ronar-Smith, Сингапур) *15*. Оптическая система позволяет собирать лазерное излучение мощностью до 100 мВт в пятно диаметром от 10 мкм, а также перемещать его по необходимой траекто-

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

рии по поверхности сформированного слоя *16* со скоростью от 0.1 до 100 мм/с.

Автоматическое управление лазерной частью установки обеспечивается с помощью компьютера *17* с предустановленным программным обеспечением (п.о.) LDesigner SLS (Атеко-TM, Россия), а управление ее механической частью – с помощью оригинального п.о. собственной разработки. Используемое п.о. обеспечивает подготовку управляющей программы, с помощью которой установка реализует процесс с.л.с. требуемого объекта по его компьютерной 3D модели.

Для удобства работы оператора и контроля поведения микрочастиц полимера в ходе формирования новых порошковых слоев в оптическом тракте установки также может быть размещена микрокамера, оборудованная телескопическим объективом. С ее помощью можно осуществлять визуальный контроль процесса спекания полимерных частиц в зоне лазерного воздействия и изучать его зависимость от параметров спекания (мощности лазерного излучения, скорости его сканирования и др.). Примеры модельных структур, сформированных с помощью описанной установки методом с.л.с. из трехмикронных сферических частиц полиметилметакрилата, синтезированных с использованием сверхкритического диоксида углерода [4], показаны на рис. 3.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН в части развития аддитивных лазерных технологий и РФФИ (17-53-10014 КО_а) в части разработки методики синтеза порошков микронного размера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Rajesh R., Sudheer S., Mithun V.K.* // Int. J. of Current Engineering and Scientific Research. 2015. V. 2. Issue 10. P. 91.
- Savalani M.M., Hao L., Dickens P.M., Zhang Y., Tanner K.E., Harris R.A. // Rapid Prototyping J. 2012. V. 18. P. 16. https://doi.org/10.1108/13552541211193467
- 3. Минаев Н.В., Антонов Е.Н., Минаева С.А., Чурбанов С.Н. // ПТЭ. 2019. № 1. С. 150. https://doi.org/10.1134/S003281621901018X
- McAllister T.D., Farrand L.D., Howdle S.M. // Macromolecular Chemistry and Physics. 2016. V. 217 (20). P. 2294. https://doi.org/10.1002/macp.201600131

_____ ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА ____

УДК 53.08+681.2+681.5

АЗОТНЫЙ КРИОСТАТ С РЕГУЛИРУЕМОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ И ХОЛОДНОЙ ЗАГРУЗКОЙ ОБРАЗЦОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ

© 2020 г. К. П. Мелетов*

Институт физики твердого тела РАН Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, 2 *e-mail: mele@issp.ac.ru Поступила в редакцию 25.09.2019 г. После доработки 25.09.2019 г. Принята к публикации 30.09.2019 г.

Криостат с холодной загрузкой предназначен для измерений оптических спектров термически нестабильных образцов. Система стабилизации температуры с резистивным нагревателем обеспечивает регулировку температуры в диапазоне 80–270 К с точностью ±0.3 К. Криостат использован для измерений спектров комбинационного рассеяния света молекулярных гидридов кварцевого стекла при различной температуре.

DOI: 10.31857/S0032816220020020

Холодная загрузка предполагает быстрое перемещение образцов из азотного резервуара в рабочую зону криостата и необходима для предотвращения теплового разрушения термически нестабильных образцов, например, металлических и молекулярных гидридов, получаемых закалкой в жидком азоте после их насыщения водородом при высоком давлении [1, 2]. Наличие молекулярного водорода в образцах гидридов после синтеза проверяют с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния света (к.р.с.) при температуре жидкого азота, в то время как количество поглощенного водорода измеряют методом термической десорбции.

Исследование кинетики десорбции молекулярного водорода при температуре выше азотной возможно методом спектроскопии к.р.с., однако для этого требуется азотный криостат с холодной загрузкой образцов и регулируемой температурой. В данной работе представлен простейший криостат такого типа, изготовленный в лабораторных условиях специально для измерений спектров к.р.с. молекулярных гидридов кварцевого стекла SiO₂—H₂ в геометрии обратного рассеяния.

Важными параметрами такого криостата являются рабочий диапазон температур, точность ее стабилизации и расход жидкого азота. Мы предлагаем простую конструкцию заливного азотного криостата с продувкой образцов на холодном столике парами азота. Криостат снабжен системой стабилизации температуры с помощью резистивного нагревателя, управляемого простейшим

коммерчески доступным контроллером температуры TEPMOДAT-08M3 с силовым блоком CБ10M3 [3]. Криостат стабилизирует температуру в диапазоне 80-270 K с точностью ± 0.3 K, не имеет оптического окна и обеспечивает быструю холодную загрузку образцов.

Устройство криостата показано на рис. 1. Он состоит из внешнего цилиндрического контейнера 1 для жидкого азота, изготовленного из экструдированного пенополистирола. Внутри контейнера расположен теплообменник 2 из нержавеющей стали 12X18H10T, в верхней части которого непосредственно под рабочим столиком 3 размещен резистивный нагреватель 4. На рабочем столике имеется цилиндрическое углубление, в котором размещают исследуемый образец и датчик температуры. Теплообменник накрыт перевернутым фторопластовым колпаком 5 так, что дно колпака расположено над верхней поверхностью теплообменника. На дне колпака, непосредственно над образцом, имеется круглое отверстие для выхода паров азота, а на боковой поверхности, в нижней ее части, выполнены отверстия, через которые жидкий азот 6 заполняет пространство вокруг теплообменника. Жидкий азот через воронку заливают между внешним корпусом криостата и колпаком.

После заливки азота и охлаждения теплообменника осуществляется холодная загрузка образцов из жидкого азота в углубление на рабочем столике криостата. Расстояние между образцом и верхней поверхностью колпака составляет при-



Рис. 1. Устройство криостата. 1 – контейнер, 2 – теплообменник, 3 – рабочий столик, 4 – резистивный нагреватель, 5 – тефлоновый колпак, 6 – жидкий азот.

мерно 4 мм, что меньше рабочего расстояния специальных объективов Olympus с увеличением 50[×] (9 мм) и 10^{\times} (18 мм), используемых, в частности, для измерений спектров к.р.с. в геометрии обратного рассеяния при работе с камерами высокого давления с алмазными наковальнями [4]. Важной функцией колпака является создание устойчивого потока холодных паров азота над поверхностью площадки для образцов, что препятствует образованию инея и обеспечивает хорошие условия для оптических измерений. Охлаждение образца происходит как за счет отвода тепла от рабочего столика по корпусу теплообменника в жидкий азот, так и за счет исходящих холодных паров азота. Стабилизация температуры поверхности столика обеспечивается резистивным нагревателем, который позволяет изменять эффективность теплового моста между жидким азотом и столиком, а также повышать температуру проходящих паров азота.

Материал теплообменника подбирался экспериментально. Попытка использовать медь оказалась неудачной из-за ее высокой теплопроводности, ~400 Вт/(м \cdot K), что приводило к необходимости значительного тепловыделения на резистивном нагревателе для поддержания температур выше 140 К и к большому расходу жидкого азота. Использование нержавеющей стали с меньшей теплопроводностью, ~20 Вт/(м \cdot K), оказалось оптимальным: в этом случае теплообменник охлаждался медленнее, однако появилась возможность стабилизации температуры вплоть до 270 К при умеренном расходе азота (~100 мл азота доливались каждые 30 мин).

Для стабилизации температуры использовался резистивный нагреватель на теплообменнике, управляемый двухпозиционным контроллером ТЕРМОДАТ-08М3 с силовым блоком СБ10М3. Температура измерялась миниатюрным платиновым термометром Pt100 с номинальным сопротивлением 100 Ом и температурным диапазоном 77—430 К, который является штатным датчиком температуры для контроллера TEPMOДAT-08M3.

Компактная конструкция криостата обеспечивает его совместимость с микроскопом Olympus BX51, который обычно используется в спектральных установках для измерений спектров к.р.с. в геометрии обратного отражения.

С помощью криостата были измерены спектры к.р.с. молекулярного гидрида кварцевого стекла $SiO_2-0.6H_2$ в температурном интервале 80-190 К, результаты приведены на рис. 2. Спектры к.р.с. измерялись в геометрии обратного рассеяния на спектрографе Acton SpectraPro-2500i с охлаждаемым до -70° С детектором CCD Pixis2K и микроскопом Olympus BX51. Для возбуждения к.р.с. использовались непрерывный твердотельный лазер мощностью 100 мВт и длиной волны $\lambda = 532$ нм с диодной накачкой и краевой фильтр для этой длины волны с полосой ~100 см⁻¹. Лазерный пучок фокусировался на образец при помощи объектива Olympus 10^{\times} в пятно диаметром ~2.6 мкм.

На рис. 2б внизу показан спектр к.р.с. исходного кварцевого стекла SiO₂, измеренный при температуре жидкого азота, а вверху – спектр к.р.с. молекулярного гидрида кварцевого стекла SiO₂–0.6H₂ при этой же температуре. Под спектрами тонкими сплошными линиями показано их разложение на отдельные полосы, выполненное программой DATALAB при аппроксимации контура фононных полос кривой Фойхта. Положение фононных мод отмечено вертикальными пунктирными линиями, а сами полосы идентифицированы как: ${}^{\rm H}R_1$ и ${}^{\rm H}R_2$ – ротационные моды молекулы водорода H₂; ${}^{\rm H}G_1$ и ${}^{\rm H}G_2$ – фононные моды кварцевого стекла SiO₂–0.6H₂; G₂ – фононная мода исходного кварцевого стекла SiO₂.

Спектр кварцевого стекла SiO₂ (см. рис. 26, внизу) давно и хорошо известен, в то время как спектр гидрида SiO₂—0.6H₂ (см. рис. 26, вверху) измерен в данной работе после первого успешного синтеза молекулярного гидрида кварцевого стекла [2]. Следует отметить, что внедрение молекулярного водорода приводит к появлению в спектре ротационных мод молекулы H₂ и к некоторому перераспределению интенсивности в фононном спектре самого стекла. При этом, согласно данным работы [2], принципиальных изменений строения кварцевого стекла не происходит.

Температурная зависимость частот фононных мод в диапазоне 80–190 К приведена на рис. 2а. Измерения ограничены температурой 190 К, так как при большем нагреве образец SiO₂–0.6H₂ довольно быстро разлагался из-за интенсивной десорбции молекулярного водорода. Температурные

МЕЛЕТОВ



Рис. 2. а – температурная зависимость частоты фононных мод гидрида $SiO_2-0.6H_2$: ${}^{H}R_1$ и ${}^{H}R_2$ – ротационные фононные моды молекулы водорода H_2 ; ${}^{H}G_1$ и ${}^{H}G_2$ – колебательные фононные моды матрицы SiO_2 ; G_2 – колебательная фононная мода чистого SiO_2 ; G_2 – спектры к.р.с. гидрида $SiO_2-0.6H_2$ (вверху) и чистого SiO_2 (внизу).

зависимости различных фононных мод различаются: частоты колебательных фононных мод кварцевой матрицы ${}^{\rm H}G_1$ и ${}^{\rm H}G_2$ гидрида SiO₂-0.6H₂ (светлые точки) уменьшаются с ростом температуры, частоты ротационных фононных мод (${}^{H}R_{2}$, ${}^{H}R_{1}$) молекулы Н₂ (светлые квадраты) повышаются, а частота фононной моды исходного кварцевого стекла G₂ (звездочки) практически не изменяется. Частоты фононных мод уменьшаются с ростом температуры у подавляющего большинства твердых тел из-за положительного коэффициента теплового расширения, однако у кварцевого стекла SiO₂ он близок к нулю в этом диапазоне температур [5], и его фононные частоты практически не меняются. Частота ротационных мод обратно пропорциональна их моменту инерции, который увеличивается в гидридах из-за ван-дер-ваальсового взаимодействия с матрицей SiO₂ [6, 7], однако при увеличении температуры это взаимодействие ослабевает, момент инерции уменьшается, и частота мод растет.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность В.С. Ефимченко за предоставленные образцы молекулярных гидридов кварцевого стекла SiO₂-0.6H₂ и полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН при частичном финансировании РФФИ (грант 18-02-01175).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонов В.Е., Белаш И.Т., Понятовский Е.Г. // УФН. 1986. Т. 150. Вып. 11. Р. 468. https://doi.org/10.3367/UFNr.0150.1986111.0468
- 2. Efimchenko V.S., Fedotov V.K., Kuzovnikov M.A., Zhuravlev A.S., Bulychev B.M. // Journal of Physical Chemistry B. 2013. V. 117. № 1. P. 422. https://doi.org/10.1021/jp309991x
- 3. www.termodat.ru, www.meradat.com
- Meletov K.P., Konarev D.V. // Chemical Physics Letters. 2012. V. 553. P. 21. https://doi.org/10.1016/j.cplett.2012.09.050
- 5. Справочник химика 21. С. 163. www.chem21.info
- Meletov K.P., Maksimov A.A., Tartakovskii I.I., Bashkin I.O., Shestakov V.V., Krestinin A.V., Shulga Yu., Andrikopoulos K.S., Arvanitidis J., Christofilos D., Kourouklis G. // Chemical Physics Letters. 2007. V. 433. № 4–6. P. 335. https://doi.org/10.1016/j.cplett.2006.11.072
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). М.: Гос. изд-во физ.мат. лит-ры, 1963. С. 351.

_____ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ __ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 53.082.6

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА НЕЗАМЕРЗШЕЙ ВОДЫ В МЕРЗЛЫХ ГРУНТАХ

© 2020 г. Б.В.Григорьев

Поступила в редакцию 09.10.2019 г. После доработки 16.10.2019 г. Принята к публикации 18.10.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816220020019

При замерзании грунта часть грунтовой воды не претерпевает фазового превращения при отрицательных температурах [1, 2]. Количество незамерзшей воды зависит от типа грунта и температуры и оно тем больше, чем больше его дисперсность. При большой дисперсности грунта, содержащего глинистые и особенно коллоидные частицы, удельная площадь их поверхности, связывающая поровую воду, велика [2].

В данной работе предложен метод определения содержания незамерзшей воды [3] в мерзлых грунтах, суть которого заключается в фиксировании и учете количества энергии, которую надо удалить из образца при его замораживании.

Экспериментальная установка с внешним контуром охлаждения [4] содержит криостат с встроенным перекачивающим насосом, необходимый для охлаждения до заданной температуры термостатирующей жидкости в диапазоне от 0 до -25° С, циркуляционный блок, в рабочей камере которого происходит замораживание образца, аналогоцифровой преобразователь, теплоизолированные трубопроводы для соединения криостата и циркуляционного блока в единый контур, термометры сопротивления и датчик теплового потока.

Рабочая часть циркуляционного блока представляет собой камеру 1 с внутренним диаметром 107 мм, состоящую из теплоизолированного циркуляционного контура 2 (рис. 1), в стенках которого циркулирует теплоноситель. В камере циркуляционного контура расположен термометр сопротивления ТСП Pt100.

Бюкс для грунта (рис. 2) изготовлен из нержавеющей стали и представляет собой цилиндрический сосуд *I* диаметром 40, высотой 105, с толщиной стенки 1 мм и с крышкой. На боковой стороне бюкса расположен датчик теплового потока *2*, который фиксирует до 91% площади теплообмена между грунтом и камерой, оставшаяся площадь теплоизолируется. По центру бюкса в грунт вставлен термометр сопротивления *4*, данные с которого, как и с датчика теплового потока, поступают на аналого-цифровой преобразователь, где преобразуются и выводятся на экран монитора.

Во время эксперимента происходит медленное замораживание влажного грунта. Для этого в криостате с использованием испарительного блока устанавливается заданная отрицательная температура, что приводит к охлаждению теплоносителя. Теплоноситель при помощи встроенного насоса циркулирует по циркуляционному контуру, охлаждая внутреннее пространство камеры.

Формула для нахождения массы льда в образце при температуре окончания замораживания t_x имеет вид

$$m_{\pi} = \frac{\sum_{\tau_{2}}^{\tau_{5}} (q_{i} \Delta \tau_{i}) - (t_{3} - t_{x}) (c_{\Gamma} m_{\Gamma} + c_{B} m_{B \text{ HC} x} + c_{6} m_{6} + c_{p} m_{p})}{L_{\Phi} + t_{x} (c_{B} - c_{\pi})},$$



Рис. 1. Циркуляционный блок. *1* – корпус; *2* – циркуляционный контур; *3* – бюкс с образцом.



Рис. 2. Бюкс с грунтом. 1 – бюкс; 2 – датчик теплового потока; 3 – исследуемый грунт; 4 – термометр сопротивления.

где q_i, Вт – тепловой поток за интервал времени $\Delta \tau_i$ [c]; τ_2 – время начала кристаллизации воды в порах грунта; τ_5 — время окончания эксперимента, когда температура образца становится равной температуре рабочей камеры, а плотность теплового потока равной нулю; $c_{\rm p}$, Дж/(кг · K) — теплоемкость материала датчика теплового потока; *m*_p, кг – масса датчика теплового потока, находящегося в контрольном объеме; c_r, c_g, c_π и $c_0 [Дж/(кг \cdot K)] - coot$ ветственно теплоемкость сухого грунта, воды, льда и материала бюкса; $m_{\Gamma}, m_{B \mu c x}, m_{\pi}$ и m_{δ} [кг] — масса грунта, воды исходной, льда и бюкса; L_{ϕ} , Дж/кг теплота фазового перехода; t₃ – температура начала замерзания грунта. Исходная масса воды в образце *m*_{висх} определяется стандартным методом высушивания грунта до постоянной массы после эксперимента с охлаждением [5]. Масса незамерзшей воды, содержащейся в грунте при температуре t_x , находится как разность массы воды исходной и массы льда в образце при температуре t_x .

Для подтверждения достоверности получаемых данных проведен сравнительный анализ результатов, полученных двумя разными экспериментальными методами – калориметрическим метолом и метолом на основе измерения теплового потока в интервале от -0.2 до -13°C для суглинка с влажностью 23.4%. Различия определения незамерзшей воды в интервале температур от −1.5 до −13°С составляют <0.5%. В интервале от -0.2 до -1.5°C максимальное различие между данными составляет 5%. Аналогичный сравнительный анализ лля мелкозернистого песка показал максимальное отличие не более 1.5%. При этом нужно учитывать, что любой грунт является сложной гетерогенной многокомпонентной системой. и результаты, получаемые при определении большинства физических характеристик грунта, относятся к категории трудновоспроизводимых.

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендии Президента РФ СП-3897.2018.1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ершов Э.Д. Общая геокриология. М.: Недра, 1990.
- 2. *Цытович Н.А.* Механика мерзлых грунтов. М.: Высшая школа, 1973.
- Новые методы исследования состава, строения и свойств мерзлых грунтов / Под ред. С.Е. Гречищева, Э.Д. Ершова. М.: Недра, 1983.
- 4. *Григорьев Б.В., Шабаров А.Б.* Патент на полезную модель № 141361 RU // Опубл. 27.05.2014. Бюл. № 15.
- 5. ГОСТ 5180-2015. Грунты. Методы лабораторного определения физических характеристик. М.: Стандартинформ, 2016.

Адрес для справок: Россия, 625003, Тюмень, ул. Володарского, 6, Тюменский государственный университет, Физико-технический институт. E-mail: b.v.grigorev@utmn.ru

____ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ _ В ЛАБОРАТОРИЯХ _

УДК 621.317+612.8

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЭЛЕКТРОРАЗДРАЖЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ ЖИВОТНЫХ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГЕНЕРАТОРА ТОКА

© 2020 г. В. Н. Чихман, С. Д. Солнушкин, В. О. Молодцов, В. Ю. Смирнов

Поступила в редакцию 17.09.2019 г. После доработки 17.09.2019 г. Принята к публикации 18.09.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816220010206

Воздействие электрическим током на экспериментальное животное — часто применяемый стрессор в нейрофизиологических исследованиях [1]. Современные средства электроники позволяют организовать электрическое воздействие на животное с точным заданием параметров – интенсивности, длительности, частотных характеристик. Ранее для измерения порога болевой чувствительности нами было разработано устройство. обеспечивающее подачу регулируемого напряжения на пол экспериментальной клетки [2, 3]. Однако при использовании генератора напряжения разные экземпляры животных при одинаковом напряжении получали разное воздействие в виде электрического тока, сила которого зависела от таких факторов, как сухие или влажные конечности, толстая или тонкая кожа и т.п. Чтобы обеспечить одинаковое воздействие вне зависимости от упомянутых факторов, разработано устройство на базе использования генератора тока, внешний вид которого показан на рис. 1, а структурная схема – на рис. 2.

Устройство MD287 содержит 4 электронных ключа, выполненных на полевых транзисторах (MOSFET-реле) серии G3VM-61G2 (Omron), с управлением от триггеров 4-разрядного регистра. Регистр и автомат управления узлами устройства выполнены на программируемой логической интегральной микросхеме (п.л.и.с.) MAXII EPM570T100 (Altera). В 4-разрядный регистр из э.в.м. через интерфейс USB может быть записан произвольный код. Ключи позволяют подключать генераторы тока на выход устройства. Генератор тока собран по классической схеме с использованием операционных усилителей AD823 (Analog Devices). Величина выходного тока определяется сигналом от 8-разрядного широтно-импульсного модулятора, исполненного в п.л.и.с. и может изменяться от 0.1 до 12.9 мА с шагом 0.05 мА. Максимальный ток определяется допустимой мощностью, рассеиваемой на токозадающем полевом транзисторе (DN3545N3, Supertex), при этом максимальное напряжение на нагрузке генератора тока составляет примерно 100 В. Источник напряжения 100 В собран из 4 последовательно соединенных DC/DC-преобразователей AM2D-0512DNZ (Aimtec).

Взаимодействие с устройством MD287 осуществляется с помощью компьютера с интерфейсом USB 2.0 Full-Speed. Обмен данными выполняется через преобразователь USB \leftrightarrow FIFO на микросхеме FT245RL (FTDI). Управление работой устройства осуществляется через виртуальный СОМ-порт. Команда установки величины тока (код 01) содержит нули в нулевом байте, а значение 1-го байта x (0-255) определяет уровень тока на выходе: I, мA = $x/256 \cdot 3300/256 + 0.1$. Команда включения генераторов тока на выходы (код 10) содержит в 1-м байте значения разрядов 4-разрядного регистра: 0 – выключен, 1 – включен. Для работы MD287 используется свободно распространяемый набор драйверов и библиотек (http://www.ftdichip.com/Drivers/D2XX.htm). Устанавливается FTD2XX-драйвер, включающий драйвер WDM, который осуществляет связь с устрой-



Рис. 1. Внешний вид устройства MD287 с экспериментальной клеткой.



Рис. 2. Структурная схема устройства MD287.

ством через Windows USB Stack и библиотеку DLL, связывающую прикладное программное

обеспечение, написанное на Delphi, с драйвером WDM.

Наличие четырех каналов обосновано необходимостью резервирования, а также раздельной стимуляции в четырех пространственных зонах экспериментальной клетки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных научных исследований государственных академий на 2013—2020 годы (ГП-14, раздел 63).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Bali A., Jaggi A. // Rev. Neurosci. 2015. V. 26(6). P. 655.
- 2. Чихман В.Н., Солнушкин С.Д., Молодцов В.О., Смирнов В.Ю., Вайдо А.И., Дюжикова Н.А., Ширяева Н.В. Патент на изобретение 2687866 РФ // Опубл. 16.05.2019. Бюл. № 14.
- 3. Чихман В.Н., Молодцов В.О., Смирнов В.Ю., Солнушкин С.Д., Вайдо А.И. // ПТЭ. 2019. № 5. С. 160. https://doi.org/10.1134/S0032816219040049

Адрес для справок: Россия, 199034, С.-Петербург, наб. Макарова, 6, Институт физиологии им. И.П. Павлова РАН. E-mail: V_C_pavlinst@mail.ru

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816220020196

ОБЗОРЫ

Пушкарев А.И., Прима А.И., Егорова Ю.И., Ежов В.В. Диагностика импульсных пучков электронов, ионов и атомов (*обзор*). – 30 с., 24 рис.

Представлен обзор методов диагностики таких наиболее важных параметров импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов, как плотность тока, флюенс, полная энергия за импульс и распределение плотности энергии по сечению, состав пучка и его энергетический спектр. Основное внимание уделено методам диагностики пучков, предназначенных для технологических применений, с энергией частиц 0.01-1 МэВ и плотностью энергии 0.1-10 Дж/см². Статья содержит описание кажлого лиагностического метола, области применения и систематических погрешностей. Рассмотрена тепловизионная диагностика полной энергии пучка частиц, распределения плотности энергии по сечению. перемешения пучка в фокусной плоскости в серии импульсов, расходимости пучка при транспортировке до мишени. Представлена времяпролетная диагностика ионных пучков, которая позволяет определить состав пучка, флюенс и энергетический спектр ионов каждого типа в пучке сложного состава (ионы разной массы и кратности ионизации). Описана акустическая (терморадиационная) диагностика, основанная на регистрации пьезодатчиком акустических волн, формируемых пучком частиц в металлической мишени.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Каньшин И.А., Солодовников А.А. Измерение эмиттанса пучка заряженных частиц в малогабаритных линейных ускорителях. — 15 с., 11 рис.

Разработана и апробирована методика "бесконтактного" измерения эмиттанса корпускулярного потока, экстрагируемого из пеннинговского ионного источника малогабаритного линейного ускорителя заряженных частиц. Вычисление эмиттанса достигается в ходе минимизации разности между теоретически рассчитанными и экспериментально измеренными размерами пучка в ионно-оптической системе ускорителя. Измерение размеров выполнялось в ходе фоторегистрации светящегося в ионно-оптической системе следа корпускулярного потока. Представлены результаты применения "бесконтактного" метода измерения эмиттанса пучка корпускулярного потока.

Тетерев Ю.Г., Крылов А.И., Исатов А.Т., Митрофанов С.В. Многоканальный детектор для контроля деградации сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов в пучках тяжелых ионов низкой интенсивности. – 9 с., 6 рис.

Представлены описание и результаты испытаний детекторов, работающих по принципу измерения тока вторичной эмиссии. Созданы многоканальные профилометры, диапазон работы которых варьируется от $n \cdot 10^3$ до 10^9 ионов/(см² · с). Этот диапазон в значительной степени перекрывается с диапазоном от единиц до 10^6 ионов/(см² · с) для сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов. В области перекрытия токовые профилометры используются для контроля их деградации под действием пучка. Токовые профилометры используются при проводке низкоинтенсивных пучков, их чувствительность на четыре порялка выше чувствительности люминофоров, изготовленных из Al₂O₃ и цилиндров Фарадея. На основе вторичной эмиссии создан трехламельный пробник для измерения тока внутреннего пучка ускорителя с нижним пределом измерения 0.1 пА.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Анциферов П.С., Дорохин Л.А., Павлов А.А. Временная зависимость сопротивления плазменно-эрозионного размыкателя для цепей быстрого разряда. – 6 с., 7 рис.

Излагаются результаты экспериментального исследования характеристик плазменно-эрозионного размыкателя, предназначенного для работы в разрядных цепях с индуктивным накоплением энергии. Определены временные зависимости сопротивления размыкателя, скачок которого достигает 3 Ом, а также перенапряжения, доходящего до 60 кВ при начальном напряжении основной емкости 30 кВ. Размыкатель обеспечивает скорость нарастания тока 0.5 · 10¹² A/c в нагрузке с индуктивностью до 50 нГн.

Филатов А.В., Кобзев В.М., Филатов Н.А., Сердюков К.А., Новикова А.А. Простой цифровой термометр. — 8 с., 3 рис.

Описан цифровой термометр, в котором применение модификации нулевого метода позволило значительно уменьшить влияние на точность измерений изменений коэффициента усиления измерительного тракта. Авторегулирование нулевого баланса в термометре осуществляется с использованием двух видов импульсной модуляции – амплитудной и широтной. В диапазоне температур 100–250°С для 12-разрядного цифрового выходного кода с разрешением измерений 0.037°С интегральное значение погрешности нелинейности не превысило ±0.1°С.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА Агроскин В.Я., Бравый Б.Г., Васильев Г.К., Гурьев В.И., Каштанов С.А., Мака-

ров Е.Ф., Сотниченко С.А., Чернышев Ю.А. Юстировка и определение направления оси телескопического резонатора. – 5 с., 4 рис.

Предложен способ юстировки неустойчивого конфокального резонатора и определения направления его оси с применением уголкового отражателя. В качестве вспомогательного лазера использовался полупроводниковый лазер, который задавал направление оси резонатора. В качестве прибора, контролирующего настройку, использовался коллиматор. Уголковый отражатель, установленный внутрь резонатора со стороны вогнутого зеркала, позволял создать "прямой" и "обратный" проходы собственного луча коллиматора через резонатор. Это дает возможность наблюдать в окуляре коллиматора изображения шкалы от "прямого" и "обратного" проходов. Точная настройка резонатора осуществляется совмещением центров шкал, при этом ось резонатора совпадает с осью коллиматора.

Алабин К.А., Воробьев Н.С., Заровский А.И., Пелипенко В.И., Чиковани Н.З. Электронно-оптическая камера для исследования процессов в нано- и микросекундном диапазоне. – 7 с., 2 рис.

На основе электронно-оптического преобразователя ПИФ-01 создана хронографическая электроннооптическая камера, предназначенная для получения пространственно-временной информации при исследовании световых процессов в нано- и микросекундном диапазоне. Длительность разверток может изменяться в пределах от 0.5 до 10 мкс на экране камеры диаметром 25 мм с предельным временным разрешением ≤2 нс. Приведены примеры применения разработанной камеры для спектрально-временных измерений процессов в экспериментах по исследованию электровзрыва вольфрамовых проволочек.

Башутин О.А., Григорьева И.Г., Корф А.Н., Салахутдинов Г.Х. Методы исследования спектров импульсного рентгеновского излучения и эмиссии электронов плазмы микропинчевого разряда. – 8 с., 4 рис.

Приведены результаты экспериментальных исследований спектрального состава импульсного рентгеновского излучения и эмиссии электронов плазмы микропинчевого разряда в широком, 1—300 кэВ, энергетическом диапазоне. Исследования проводились на установке "низкоиндуктивная вакуумная искра" при различных токах разряда. Полученные результаты позволяют определить влияние тока разряда на спектральный состав рентгеновского излучения и эмиссии электронов плазмы микропинчевого разряда.

Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Крутиков Д.И., Курило А.А., Орлов М.Ю., Стрижаков М.Г., Ткаченко С.И., Чукбар К.В., Шашков А.Ю. Применение лазерной теневой фотографии с электронно-оптической регистрацией в хронографическом режиме для исследования динамики ударных волн в прозрачных материалах. – 12 с., 4 рис.

Предложен информативный и весьма наглядный экспериментальный метод исследования процессов, сопровождающих распространение ударных волн в прозрачных материалах при мощном импульсном воздействии. Метод основан на электронно-оптической регистрации в хронографическом режиме тени проходящего через образец зондирующего лазерного излучения. Выполнена оценка чувствительности метода. Метод апробирован на образцах из полиметилметакрилата (ПММА) и оптического стекла К-8 при токах пучка до 45 кА и энергии электронов до 300 кэВ; продемонстрирована его эффективность.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Маслов М.А., Рябов А.Д., Сквороднев Н.В., Солдатов А.П. Входное окно мишенной станции для наработки медицинских радионулидов. – 12 с., 6 рис.

Представлена конструкция входного вакуумного окна, разработанного и изготовленного в рамках реализации проекта мишенной станции для наработки медицинских радионуклидов. Приведены расчетные данные температурных полей и термомеханических напряжений в элементах окна, а также данные по напряженнодеформированному состоянию окна под действием совокупной нагрузки (давление плюс неравномерный нагрев). Особое внимание уделено численному моделированию охлаждения окна недогретыми потоками воды. Оценено "время жизни" окна, обусловленное радиационными повреждениями его материала. Учитывая высокие уровни энерговыделения и наведенной активности, инициированные протонами в окне, а также достаточно частую его замену, сплав АМг6 выбран в качестве материала окна.

Филиппов М.В., Махмутов В.С., Стожков Ю.И., Максумов О.С. Наземная установка для детектирования заряженной компоненты космических лучей CARPET. – 11 с., 9 рис.

Представлены описание и технические характеристики новой установки для детектирования заряженной компоненты космических лучей CARPET, сконструированной и установленной на Долгопрудненской научной станции ФИАН (ДНС ФИАН). Детектирующей основой модуля установки CARPET являются газоразрядные счетчики СТС-6, объединенные в 12 блоков по 10 счетчиков в каждом. Слой верхних счетчиков отделен от слоя нижних счетчиков алюминиевым фильтром толщиной 7 мм. Время интегрирования данных счетчиков составляет 1 мс. Реализована функция непрерывного мониторинга метеорологических данных и данных о состоянии питающих напряжений установки. Также представлены результаты определения барометрического коэффициента для установки САRРЕТ и анализа первых экспериментальных данных.

Явелов И.С., Даниелян Г.Л., Рочагов А.В., Жолобов А.В., Явелов О.И. Исследование матричных датчиков пульсовой волны. – 9 с., 14 рис.

Рассмотрены вопросы проектирования волоконнооптических датчиков пульсовой волны, в частности, особенности как создания механических чувствительных элементов, так и совершенствования волоконнооптического тракта, который во многом определяет разрешение и параметрическую надежность всего датчика. Применение матрицы контактных площадок взамен одной чувствительной точки позволило преодолеть главное препятствие при регистрации пульсовой волны на лучевой артерии — проблему позиционирования датчика, которая заключается в необходимости нащупать вершину пульсирующего сосуда. Измерение стало более комфортным, доступным каждому и не требует специальных навыков подготовки. Соответственно сокращается время получения результата и повышается его точность.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Асадчиков В.Е., Рощин Б.С., Федоров В.А., Нуждин А.Д. Измерение концентрации активаторов рентгенофлуоресцентным методом на примере ионов Сг в кристаллах Al_2O_3 . – 10 с., 2 рис.

Рассмотрен способ измерения концентрации ионов Сг³⁺ в монокристаллах рубина (Al₂O₃:Cr³⁺) с помощью рентгенофлуоресцентного анализа. Для количественных измерений проведена калибровка лабораторного энергодисперсионного спектрометра методом внешнего стандарта. При построении градуировочной зависимости использована серия тестовых образцов кристаллов рубина, в которых концентрация ионов Сr³⁺ опрелелялась по спектрам ллинноволновой U-полосы поглошения рубина с максимумом в области 550 нм. Получена линейная зависимость интенсивности рентгеновской флуоресценции от концентрации ионов хрома, что свидетельствует об отсутствии матричных эффектов в исследованном диапазоне концентраций Cr^{3+} (от 0.01 до 0.8 вес.%). Отмечена возможность использования рассмотренной методики для измерения концентрации других активаторов в диэлектрических ионных кристаллах.

Зайцев С.И., Трофимов О.В., Шабельникова Я.Л., Чукалина М.В. Конфокальный коллиматор для радионуклидной диагностики и рентгенофлуоресцентного анализа. — 8 с., 7 рис.

В методах радионуклидной диагностики (в медицине) и рентгеновского флуоресцентного анализа (в материаловедении) одним из подходов к получению информации о пространственном распределении детектируемого вещества является использование специального прибора, ограничивающего поле зрения детектора, - конфокального коллиматора. Этот прибор представляет собой монолитную конструкцию с большим числом прямых каналов, оси которых направлены в одну точку – фокус конфокального коллиматора. В работе продемонстрирована возможность создания конфокальных коллиматоров методом трехмерной печати. преимуществами которого являются относительная простота, надежность и широкая доступность. Для радионуклидной диагностики показано преимущество замены коллиматора, содержащего один канал, на конфокальный коллиматор, а именно существенное (2-7 раз) повышение чувствительности при улучшении разрешения примерно в 9 раз. Также продемонстрирована возможность с помощью конфокального коллиматора определять глубину залегания источника излучения, т.е. коллиматор позволяет измерять трехмерное распределение излучающего (флуоресцирующего) вещества.

Миньков К.Н. Установка для изготовления оптических диэлектрических микрорезонаторов термическим методом. – 9 с., 4 рис.

Описана установка для изготовления оптических диэлектрических микрорезонаторов из кварцевого стекла термическим методом. Отличительной особенностью данной установки является возможность автоматизированного изготовления резонаторов с заданными диаметром и отклонением между плоскостью, касательной к экватору резонатора, и осевой линией ножки. Приведены результаты сравнения "ручной" и механизированной технологии изготовления резонаторов, демонстрирующие преимущества последней.

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах. Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лаборатории, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описание достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepareelectonic-version/supplementary-materials/. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них – 2 страниц и 1 рисунка, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, - 2 страниц и 1 рисунка, рекламных объявлений – 1 страницы и 1 рисунка на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других издательствах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи, сопроводительное письмо от авторов и авторский договор с издателем журнала, заполненный и подписанный автором и всеми соавторами. Авторский договор вступает в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах www.sciencejournals.ru (русская версия) и www.pleiades.online (английская версия). Для публикации в русской версии следует оформить лицензионный договор, бланк которого размещен на сайте www.sciencejournals.ru. Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе "Приборы, изготовленные в лабораториях", должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте www.sciencejournals.ru, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила.

Рукопись желательно присылать по электронной почте. Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент).

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. Полный список авторов (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2020

3. Место работы авторов. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. Электронный адрес автора, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. Аннотация статьи (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании.

7. Список литературы. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство,

место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан ПОЛНЫЙ перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии иллюстраций или таблиц располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисуночная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайтах <u>www.maik.ru</u> (русская версия) и www.pleiades.online (английская версия). Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки $(\sim 17 \text{ см})$ или во весь лист ($17 \times 23 \text{ см}$). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5-2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1-2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ -15 п; 2.2 н Φ -2 н; 1.0 мк Φ -1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно

тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям МАИК "НАУ-КА/ИНТЕРПЕРИОДИКА".

9. К статье должен быть приложен список специфических терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <u>www.maik.ru</u> (русская версия) и <u>www.pleiades.online</u> (английская версия). Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: http://get.adobe.com/reader. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов "Комментарии и пометки" программы Adobe Reader версии 9+. Не используйте другие программы для правки PDF-файлов, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайтах <u>www.maik.ru</u> (русская версия) и <u>www.pleiades.online</u> (английская версия).