

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 4, 2024

Применение тонких сцинтилляционных счетчиков в детекторах частиц (обзор)

*В. В. Бреховских, А. М. Горин, В. А. Дятченко, С. В. Евдокимов, А. А. Зайцев,
В. И. Изучеев, М. В. Медынский, В. И. Рыкалин, С. А. Садовский, А. А. Шангареев*

5

Некоторые методы исследования дислокационной структуры и механических свойств
твердых тел (обзор)

Д. Г. Дриаев

15

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка для измерения выходов изотопа ^{17}N и запаздывающих нейтронов
в реакциях под действием протонов с энергией 1 ГэВ

*А. С. Егоров, В. М. Пиксайкин, А. А. Говердовский, В. Ф. Митрофанов,
К. В. Митрофанов, Д. Е. Гремячкин*

24

Визуализация области прохождения ядерных реакций dd-синтеза методом
кодирующих диафрагм на установке Искра-5

И. П. Елин, Н. В. Жидков, Н. А. Суслов, В. С. Ильин, Р. В. Гаранин, Е. В. Поздняков

37

Исследование характеристик поля нейтронов с энергией 14.7 МэВ алмазным детектором

*С. А. Мещанинов, Н. Б. Родионов, А. В. Красильников, В. О. Сабуров, Е. И. Казаков
А. А. Лычагин, С. Н. Корякин, Ю. А. Кашук, Р. Н. Родионов, В. Н. Амосов, А. С. Джурик*

42

Разработка и исследование системы измерения распределения поверхностного
выхода бета-излучения плоского источника

*С. Г. Новиков, А. В. Беринцев, А. С. Алексеев, А. В. Жуков, Р. А. Кузнецов,
К. С. Бобровская, А. А. Черторийский, В. В. Приходько*

50

Сцинтилляционный стриповый детектор гибридного годоскопа для мюонной
томографии крупномасштабных объектов

Н. А. Пасюк, К. Г. Компаниец, А. А. Петрухин, М. Ю. Целиненко, В. В. Шутенко, И. И. Яшин

57

Новая конструкция сцинтилляционных стрипов для модернизации детектора

Д. Н. Свирида от имени коллаборации ДАНСС

69

Радиационные испытания концентратора данных на базе программируемой
логической схемы Artix-7 для кремниевой трековой системы эксперимента BM@N

М. О. Шитенков, Д. В. Дементьев, В. В. Леонтьев, А. Д. Шереметьев, Ю. А. Мурин

79

Модернизация системы криостатирования эмиссионного детектора рэд-100 для работы
с жидким аргоном

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

89

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Мощный источник сверхширокополосного излучения с эллиптической поляризацией
и мегавольтным эффективным потенциалом

Ю. А. Андреев, А. М. Ефремов, В. И. Кошелев, В. В. Плиско, С. С. Смирнов

107

Измерение нелинейного рассеяния видеоимпульсных электромагнитных волн
малоразмерными объектами

*Э. В. Семенов, М. А. Назаров, А. В. Фатеев, К. М. Полторыхин, А. А. Березин,
В. С. Поздняков*

115

Устройство ввода СВЧ-мощности в разрядную камеру экспериментальной установки

В. Н. Тихонов, С. А. Горбатов, И. А. Иванов, А. В. Тихонов

125

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Разработка диагностического комплекса для исследования плазменных процессов
в магнитном сопле макета безэлектродного плазменного ракетного двигателя

*Е. Ю. Брагин, Е. А. Бунин, С. С. Гусев, В. А. Жильцов, М. Н. Казеев, Д. В. Камин,
В. Ф. Козлов, С. В. Коробцев, И. А. Костриченко, Д. С. Кутузов, А. В. Спицын,
А. Е. Сухов, Д. О. Шуровский, С. В. Янченков*

129

Аппаратная функция отклика детектора отраженных электронов и контраст
химического состава образцов в сканирующей электронной микроскопии

Э. И. Рау, С. В. Зайцев

143

Применение спектральной интерферометрии на двух длинах волн для
исследования разлета мишеней, нагретых ультракоротким лазерным импульсом

Е. С. Борисов, Д. С. Гаврилов, А. Г. Какшин, Е. А. Лобода, А. В. Потапов, Е. А. Говрас

149

Селективный измеритель токов фотоэлектронного умножителя для спектроскопии
магнитного кругового дихроизма в отраженном свете

Ю. В. Маркин, З. Э. Кунькова

156

Метод оптоакустической спектроскопии в исследовании супрамолекулярных систем
на основе кукурбитурилов

И. В. Крюков, О. А. Сапожников, Д. А. Иванов, Н. Х. Петров

166

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Юстировка и измерение углов поляризаций в микроволновых радиометрах

А. В. Кузьмин, В. В. Стерлядкин

173

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Прибор, измеряющий предел прочности многослойных стержней методом двухточечного изгиба

М. Д. Мартиросян

181

Двустольная метательная установка для исследования движения группы суперкавитирующих ударников

*А. Н. Ищенко, В. В. Буркин, А. С. Дьячковский, А. В. Чупашев, А. Ю. Саммель,
К. С. Рогаев, А. Д. Сидоров, И. В. Майстренко, Л. В. Корольков, В. А. Бураков,
Н. М. Саморокова, А. С. Шестопалова*

185

Исследование параметров и характеристик турбулентного потока в рабочей зоне аэродинамической трубы

О. И. Поддаева, А. Ф. Зубков

191

Тепловизионное исследование турбулентных структур на выходах из вихревой трубы

В. Н. Самохвалов

199

Низкотемпературный шаговый двигатель для работы в сильном магнитном поле

А. Ф. Яфарова, Д. И. Холин, С. С. Сосин

207

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Ограничитель тока высоковольтного пробоя

С. В. Гонтарев

215

USB-контроллер крейта КАМАК для отладочного стенда на основе Arduino Mega 2560

В. В. Сидоркин

217

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

220

УДК 539.1.074.6

ПРИМЕНЕНИЕ ТОНКИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ В ДЕТЕКТОРАХ ЧАСТИЦ (обзор)

© 2024 г. В. В. Бреховских^{a,*}, А. М. Горин^a, В. А. Дятченко^a,
С. В. Евдокимов^a, А. А. Зайцев^b, В. И. Изучеев^a, М. В. Медынский^a,
В. И. Рыкалин^a, С. А. Садовский^a, А. А. Шангараев^a

^aИнститут физики высоких энергий им. А.А. Логанова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1

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

*e-mail: brekhovs@ihep.ru

Поступила в редакцию 10.11.2023 г.

После доработки 13.04.2023 г.

Принята к публикации 29.05. 2024 г.

Рассматриваются конструкции и характеристики тонких сцинтилляционных счетчиков толщиной не более нескольких мм с большой геометрической апертурой. Такие счетчики с высоким световыходом и, соответственно, с высокой эффективностью регистрации заряженных частиц находят широкое применение в ядерной физике и физике частиц, а также в установках контроля бета-загрязнений одежды и различных предметов посредством выделения сигналов от низкоэнергетических электронов на фоне гамма-излучения. В этих применениях именно минимальная толщина сцинтиллятора при необходимых больших геометрических размерах детектора определяет высокую эффективность счетчиков в указанных экспериментах и установках контроля бета-загрязнений.

DOI: 10.31857/S0032816224040019 EDN: NZPSXG

1. ВВЕДЕНИЕ

Тонкие сцинтилляционные счетчики с характерной толщиной до 5 мм и широкой геометрической апертурой находят широкое применение в ядерной физике и физике промежуточных энергий. Применение таких счетчиков в физических экспериментах в основном в качестве пучковых и различного типа вето-счетчиков заряженных частиц позволяет минимизировать фон, возникающий при прохождении через сцинтилляторы и световоды счетчиков интенсивных потоков частиц из-за взаимодействия с веществом счетчиков, и сохранить высокую эффективность регистрации заряженных частиц.

Конструктивно тонкие счетчики можно разделить на два типа: состоящие из сцинтилляци-

онной пластины, сочлененной с фотоприемником, и с использованием вывода излучения из сцинтилляционных пластин с помощью спектросмещающих (wave length shifters, WLS) волокон. В качестве фотодетекторов обычно используются вакуумные или полупроводниковые фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Необходимость применения тонких счетчиков можно показать на примере нескольких экспериментов в области промежуточных энергий.

В экспериментах по исследованию редких распадов K^+ -мезонов на установке ОКА [1] используется пучок частиц с импульсом 17.7 ГэВ/с и интенсивностью вплоть до $3 \cdot 10^6$ частиц/с, обогащенный каонами. Для получения триггера на прохождение каонов крайне необходимо сделать триггерные счетчики как можно тоньше,

чтобы, во-первых, не возникал фон от взаимодействия пучковых частиц в этих счетчиках и, во-вторых, чтобы минимизировать многократное рассеяние, которое приводит к ухудшению точности измерения треков частиц и их импульсов. Для этого на установке используют триггерные счетчики толщиной 1 мм.

В эксперименте Гиперон-М [2–4] на серии ядер (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) проводятся прецизионные измерения масс легких мезонов, образующихся в пион-ядерных взаимодействиях и распадающихся в конечном счете на фотоны. При этом толщина тяжелых мишеней (Cu, Sn, Pb) не может быть больше нескольких миллиметров из-за конверсии фотонов в веществе этих мишеней. Это, в свою очередь, накладывает жесткие ограничения на толщину триггерного счетчика, расположенного непосредственно перед мишенью и определяющего сам факт прохождения пучковой частицы через мишень установки. Поэтому для успешного проведения эксперимента минимально возможная толщина этого счетчика является принципиальной, так как это приводит к уменьшению фона от взаимодействий частиц пучка со счетчиком. При этом оказалось также недопустимым и наличие у этого счетчика пластмассового световода для сопряжения с фотоумножителем из-за черенковского излучением, возникающего в световоде при прохождении через него пучковых частиц. Все это в целом предъявляет достаточно жесткие требования к характеристикам и конструкции счетчика.

Аналогичные требования к толщине триггерных сцинтилляционных счетчиков при сохранении высокой эффективности регистрации заряженных частиц предъявляются и в эксперименте Гиперон+ [5]. Это касается прежде всего мишенного счетчика, регистрирующего прохождение пучковой частицы через мишень, и счетчиков вето-детектора заряженных частиц установки. Требования обостряются достаточно плотной компоновкой этих счетчиков в составе мишенного узла установки, показанного ниже на рис. 7.

Тонкие сцинтилляционные счетчики с высокой эффективностью регистрации заряженных частиц находят широкое применение и в прикладных задачах. Мы остановимся здесь для примера на практическом применении таких счетчиков в установках для контроля

бета-загрязнений, где именно минимальная толщина сцинтиллятора при необходимых размерах детектора определяет уровень подавления гамма- и, соответственно, выделение бета-излучения счетчиком и его эффективность, т.е. в конечном счете определяет качество установки для контроля бета-загрязнений.

2. ТОНКИЕ СЧЕТЧИКИ НА ОСНОВЕ ВАКУУМНЫХ ФЭУ

2.1. Пучковые мониторные счетчики на установке ОКА

Нет особых проблем изготовить тонкий сцинтилляционный счетчик даже толщиной в доли миллиметра, когда необходимая площадь сцинтилляционной пластины составляет десятки квадратных сантиметров. Проблемы начинаются, когда эта площадь составляет сотни квадратных сантиметров. При таких площадях пластин потери света при сочленении с помощью световодов торцов пластин с плоскими окнами фотокатодов обычных вакуумных ФЭУ становятся значимыми. Применение адиабатических световодов, обеспечивающих относительно небольшие потери света, затрудняется сложностью и трудоемкостью их изготовления и стыковки со сцинтиллятором и фотокатодом ФЭУ, а также громоздкостью этих световодов. Эффективным в этом случае оказалось решение на основе применения фотоумножителя ФЭУ-КС [6], разработанного в НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, который представляет собой стеклянную колбу диаметром 40 мм с бишелочным фотокатодом размерами $15 \times 200 \text{ мм}^2$, 10-диодной умножительной системой длиной 200 мм и одним или двумя протяженными анодами, рис. 1.

Такая конструкция фотоумножителя позволяет существенно упростить узел сочленения сцинтиллятора с окном фотокатода за счет исключения использования световода. Это значительно улучшает эффективность собирания сцинтилляционного излучения на фотокатод



Рис. 1. Фотоумножитель ФЭУ-КС.

ФЭУ. Чувствительность фотокатода ФЭУ-КС составляет около 70–80 мА/Вт. Величина усиления диодной системы находится в пределах $2 \cdot 10^6$ – $5 \cdot 10^6$. На рис. 2 представлен общий вид детектора на основе ФЭУ КС с пристыкованной к фотокатодному окну на оптическом контакте сцинтилляционной пластиной с размерами $1 \times 200 \times 300$ мм³.

Измеренное количество фотоэлектронов, регистрируемое счетчиком при прохождении минимально ионизирующих частиц (МИР) от космических мюонов через удаленную от фотокатода область сцинтиллятора, составляет 20 фотоэлектронов, что соответствует величине световыхода около 100 фотоэлектронов/МэВ (фэ/МэВ) выделенной в сцинтилляторе энергии. Именно такие счетчики с необходимыми размерами сцинтилляторов используются в качестве мониторинговых в эксперименте ОКА уже более 10 лет.



Рис. 2. Фото общего вида тонкого сцинтилляционного счетчика с размерами рабочей области сцинтиллятора $1 \times 200 \times 300$ мм³.

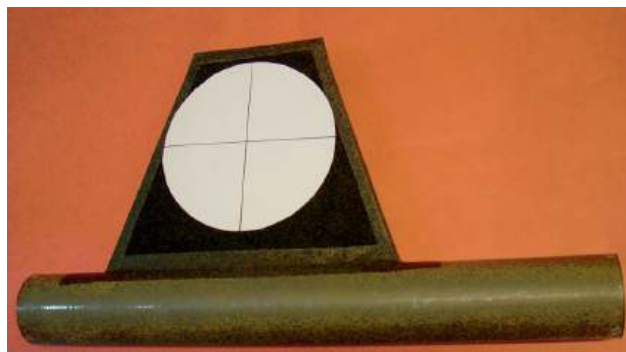


Рис. 3. Общий вид тонкого счетчика, расположенного перед мишенью установки Гиперон-М.

2.2. Тонкий сцинтилляционный счетчик установки Гиперон-М

Как уже отмечалось выше, с целью оптимизации условий проведения эксперимента Гиперон-М для выделения пучковых частиц, проходящих через мишень, был использован счетчик с минимально возможной толщиной сцинтиллятора. Общий вид счетчика представлен на рис 3.

В счетчике используется ФЭУ-КС и круглая сцинтилляционная пластина диаметром 120 мм и толщиной 0.5 мм, подвешенная на высоте 28 мм над окном фотокатода с помощью трех нитей. Сцинтиллятор размещен внутри трапезиевидного кожуха, закрепленного на цилиндрическом корпусе ФЭУ-КС. Кожух обклеен внутри алюминизированным лавсаном с высоким, не менее 80%, коэффициентом отражения и представляет собой воздушный световод, собирающий свет на фотокатод благодаря плавному сужению размеров кожуха по высоте и толщине с удалением от фотокатода. Положение сцинтиллятора внутри кожуха обозначено белым кругом. Количество фотоэлектронов от МИР, проходящих через наиболее удаленную от фотокатода область сцинтиллятора составляет 15 фэ, что соответствует световыходу около 150 фэ/МэВ.

2.3. Детектор загрязнений на основе ФЭУ-КС

Высокий световыход счетчиков на основе ФЭУ-КС, превышающий 100 фэ/МэВ при достаточно больших размерах сцинтилляторов и толщинах менее 1 мм, делает потенциально привлекательным их использование в качестве детекторов бета-загрязнений. По требованиям МЭК-61098 [7] размеры рабочих площадей детекторов для контроля загрязнений источниками бета-излучений должны составлять не менее 120×200 мм² для контроля ладоней рук и не менее 150×350 мм² для контроля ступней ног. Одним из важных является требование, чтобы при приближении к плоскости детектора на расстояние 10 мм источника бета-излучения типа 4СО-212 скорость счета на выходе детектора увеличивалась не менее чем в 5 раз. Как было показано ранее в нашей работе [8], тонкие счетчики на ФЭУ-КС вполне удовлетворяют как требованию по размерам рабочих площадей, так и остальным требованиям МЭК-61098. На рис. 4 показан такой детектор, предназначенный для

обнаружения бета-загрязнений рук. Он состоит из двух отдельных тонких счетчиков, которые обращены друг к другу тонкими светонепроницаемыми окнами, изготовленными из светозащитной пленки толщиной 50 мкм. Сцинтилляционная пластина установлена на окне фотокатода с оптическим контактом при помощи прозрачной силиконовой прокладки, изготовленной из компаунда СИЭЛ [9]. На рис. 5, 6 показано, что сцинтилляционная пластина прижимается к прокладке с помощью “домика” — отражателя из алюминизированного лавсана, обеспечивающего дополнительный сбор света, выходящего через фронтальные стенки сцинтиллятора. Световыходы обоих счетчиков составляют около 110 фэ/МэВ.

Счетчики помещены в корпуса из черного непрозрачного пластика (поливинилацеталь) толщиной в несколько мм. Габаритные размеры корпуса — $360 \times 80 \times 225 \text{ мм}^3$. Размеры рабочего окна детектора — $200 \times 150 \text{ мм}^2$. Расстояние внутри корпуса по пластине сцинтиллятора от фотокатода до рабочего окна примерно 1 см. Рабочее положение опытного образца детектора вертикальное (для измерения загрязнения правой или левой руки).

Детекторы этого типа по таким основным параметрам детекторов бета-загрязнений, как толщина сцинтилляционной пластины (1мм) и световыход (более 100 фэ/МэВ), остаются по настоящее время одними из лучших.

3. ТОНКИЕ СЧЕТЧИКИ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИХ ВОЛОКОН И ВАКУУМНЫХ ИЛИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ФЭУ

3.1. Развитие методики вывода излучения из сцинтилляторов и его регистрации с помощью WLS и фотодетекторов

В последнее десятилетие наблюдается активное внедрение в практику физического эксперимента методики использования “бюджетных” сцинтилляторов и вывода излучения из них с помощью WLS-волокон. Такие недорогие сцинтилляторы, имеющие стоимость в несколько раз меньшую, чем полимеризованные, в основном производятся из опудренных сцинтилляционными добавками полистирольных



Рис. 4. Фото проведения измерения бета-загрязнений с помощью детектора.

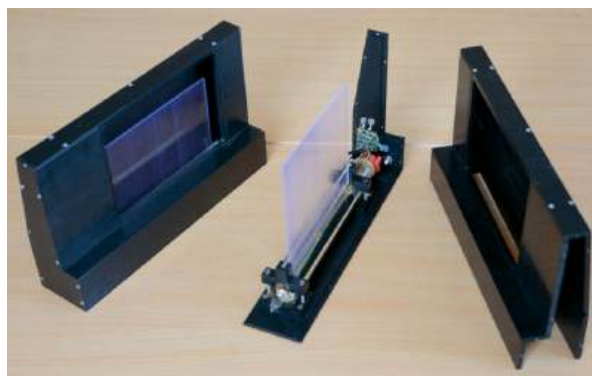


Рис. 5. Вид счетчиков детектора: сняты светозащитные пленки-отражатели левого и правого счетчиков, правый счетчик вынут из корпуса.

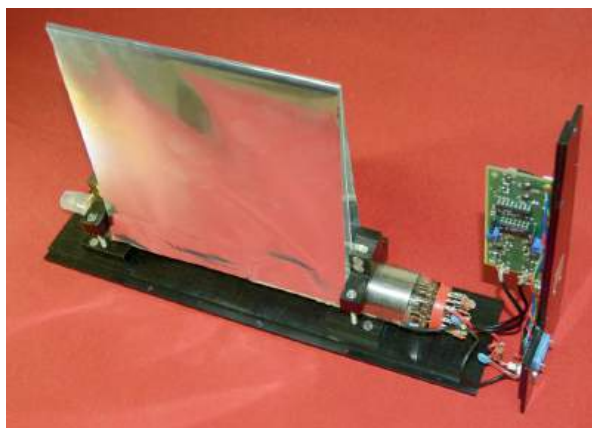


Рис. 6. Вид счетчика детекторов бета-загрязнений с “домиком” — отражателем из алюминизированного лавсана.

гранул. Для изготовления сцинтилляторов применяются технологии экструдирования, литья под давлением и плавления опудренных сцинтилляционными добавками гранул в формах с зеркальными стенками [10]. Целый ряд экспериментальных физических установок оснащен экструдированными сцинтилляторами, о масштабах производства которых можно судить по используемым только в эксперименте МИНОС [11], в количестве 100 000 штук, сцинтилляционным полос с размерами поперечного сечения $10 \times 41 \text{ мм}^2$ длиной 8 м и канавкой на широкой грани полосы для укладки в нее одного WLS-волокна. По этой технологии возможно изготовление с высокой производительностью сцинтилляционных полос толщиной от 10 мм до долей миллиметра.

Производительность современных литьевых машин соответствует двухминутному рабочему циклу, что позволяет изготавливать огромное количество сцинтилляционных пластин с максимальной толщиной в несколько мм. Так, для адронного калориметра установки АТЛАС [12] изготовлено около 460 000 пластин различной

формы. Еще большее количество сцинтилляционных пластин различных размеров было изготовлено для модулей электромагнитных калориметров типа “Шашлык”, например в эксперименте PHENIX [13] общее количество пластин составляло более 933 000. В этих детекторах каждая пластина вместе с проходящими через нее WLS-волокнами по сути является тонким счетчиком. Подобные пластины нашли широкое применение и для изготовления многочисленных отдельных тонких счетчиков с WLS и полупроводниковыми фотоумножителями (SiPM) в качестве фотодетекторов.

Технология плавления гранул в формах с зеркальными стенками заключается в плавлении опудренных гранул в формах в атмосфере нейтрального газа. Эта технология является более универсальной, но менее производительной, чем экструдирование и литье под давлением. Например, методом плавления на действующем в НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ оборудовании можно изготавливать в сутки 6 сцинтилляционных пластин толщиной от 1 мм до 50 мм при габаритах до $500 \times 1000 \text{ мм}^2$ и одновременно 6 полос (стрипов) с размерами до $50 \times 100 \times 2600 \text{ мм}^3$. На этом оборудовании было изготовлено несколько тысяч стрипов и сцинтилляторов с размерами $50 \times 500 \times 500 \text{ мм}^3$. По указанной технологии были изготовлены и рассматриваемые ниже сцинтилляторы тонких счетчиков, и тонкие счетчики для детекторов бета-загрязнений.

3.2. Тонкие счетчики для охранной системы детектора эксперимента Гиперон+

Установка Гиперон+ [5] предназначена для изучения адрон-ядерных взаимодействий, в результате которых образуются вторичные ядра в различных возбужденных состояниях. Идентификация уровней возбуждения осуществляется путем измерения энергий последующих гамма-переходов методами прецизионной ядерной гамма-спектроскопии. Детектор гамма-ядерных переходов представляет собой систему из трех колец сцинтилляционных счетчиков (по шесть счетчиков в кольце) на основе кристаллов NaI и BGO. В центре детектора расположена ядерная мишень. Чтобы подавить фон от заряженных частиц, попадающих в кристаллы счетчиков наряду с фотонами гамма-переходов, ближние к мишени торцы этих



Рис. 7. Общий вид мишенного узла установки Гиперон+ на 18 канале У-70: красным цветом показаны продольные счетчики вето-детектора заряженных частиц, черные тубусы — сцинтилляционные счетчики на основе кристаллов NaI и BGO, внизу видна панель с усилителями для SiPM.

счетчиков перекрыты шестью продольными сцинтилляционными счетчиками вето-детектора заряженных частиц, основное требование к которым — высокая эффективность регистрации заряженных частиц. Гамма-счетчики и счетчики вето-детектора вместе с мишенью образуют мишенный узел установки Гиперон+, показанный на рис. 7.

Продольный сцинтилляционный счетчик вето-детектора представляет собой светоизолированную сцинтилляционную полистирольную пластину с размерами $3.5 \times 86 \times 309$ мм³, содержащую стандартные добавки (2% РТР + 0.05% РОРОР). В канавки на ее поверхности вклеены WLS-волокна, торцы которых собраны и вклеены в жгут с поперечным сечением 3×3 мм². Отшлифованный торец жгута соединяется с SiPM, фоточувствительная область которого также имеет размеры 3×3 мм². Выходные сигналы SiPM через тонкий коаксиальный кабель длиной 1 м поступают на усилители (рис. 7, внизу). На рис. 8 показан продольный тонкий счетчик без светоизолирующей бумажной и светоотражающей (Тайвек) оберток, а на рис. 9 — счетчик в сборе вместе со встроенным SiPM.

По измерениям на МIP (космические мюоны) световой выход счетчиков составляет не менее 55 фэ или 87 фэ/МэВ. Неоднородность светосбора по площади счетчиков, измеренная с помощью радиоактивного источника ²⁰⁷Bi, составляет $\pm 10\%$.

В случае использования сцинтилляционных счетчиков на основе WLS и SiPM в экспериментах на интенсивных пучках частиц [1] остается неясным, до каких интенсивностей счетчики могут регистрировать частицы. Измерения, проведенные при возбуждении сцинтиллятора описанного выше продольного тонкого счетчика импульсами ультрафиолетового света, подтвердили данные [14], что при использовании “быстрого” вывода сигнала SiPM предельная частота световых импульсов не менее 20 МГц.

4. ТОНКИЕ СЧЕТЧИКИ ДЕТЕКТОРОВ БЕТА-ЗАГРЯЗНЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПЕКТРОСМЕЩАЮЩИХ ВОЛОКОН И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ФЭУ

Широкое распространение методики вывода излучения сцинтилляторов спектросмещающими волокнами и его регистрации с помощью



Рис. 8. Фото продольного тонкого счетчика вето-детектора без светоизолирующей бумажной и светоотражающей (Тайвек) оберток.



Рис. 9. Фото продольного тонкого счетчика вето-детектора в сборе.

кремниевых ФЭУ (SiPM) привели к разработкам тонких счетчиков на этих элементах, в том числе и для детекторов бета-загрязнений [15]. Ниже обсуждаются конструкции и характеристики тонких счетчиков для детекторов бета-загрязнений ног и рук, разработанные в НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ.

4.1. Конструкция счетчиков

Конструктивно счетчик детектора загрязнений рук или ног представляет собой светоизолированную коробку из черного поливинилацетата с тонким входным окном, состоящим из светоотражающей алюминизированной лавсановой пленки толщиной 12 мкм и светозащитной пленки толщиной 15 мкм. В коробке находится тонкая сцинтилляционная пластина с размерами $2.5 \times 140 \times 210$ мм³ или $2.5 \times 170 \times 320$ мм³ для детекторов загрязнений рук и ног соответственно. Пластина изготовлена из полистирольного сцинтиллятора со стандартными добавками (2% РТР + 0.05% РОРОР). Светосбор осуществляется с помощью 9 петель WLS волокон типа Y11 (производство фирмы Kuraray, Япония [16]) диаметром 1 мм, вклеенных в канавки

в сцинтилляционной пластине и двух SiPM (типа MicroFC-30035-SMT производства фирмы SensL, Ирландия [14]). Обратная сторона пластины соединена с диффузным отражателем — листом Тайвека толщиной 0.2 мм. Концы волокон объединяются в 2 жгута, которые с оптическим

контактом пристыковываются к SiPM. Сигналы SiPM подаются на встроенный электронный модуль, состоящий из усилителей-формирователей, схемы совпадений с разрешением 30 нс и формирователя выходного ТТЛ-сигнала (ТТЛ — транзисторно-транзисторная логика) длительностью 200 нс. Общие виды счетчика представлены на рис. 10 и рис. 11.

Следует отметить, что необходимость использования схемы совпадений сигналов SiPM связана с большой скоростью счета темновых (шумовых) импульсов. На рис. 12 показаны зависимости скорости счета отдельного SiPM и SiPM в составе счетчика от порога дискриминации формирователя. Калибровка каналов АЦП в фотоэлектронах описана ниже.

Отметим, что при использовании схемы совпадений на каждый из двух используемых SiPM поступает только половина излучения, собираемого WLS-волоконными. Поэтому пороги формирователей сигналов от каждого SiPM соотносятся с соответствующей половиной общего светового сигнала, что приводит к падению отношения сигнал/тепловой шум SiPM. Однако при порогах регистрации около 3 фЭ и шумовом счете каждого канала регистрации порядка 30000 импульсов/с схема совпадений позволяет существенно подавить шумы — примерно в 200 раз.



Рис. 10. Фото общего вида счетчика без светоотражающей и светозащитной обертки: сцинтилляционная пластина с WLS-волоконными, двумя SiPM, к которым присоединены торцы волокон, и электронный модуль.



Рис. 11. Фото общего вида счетчика в сборке.

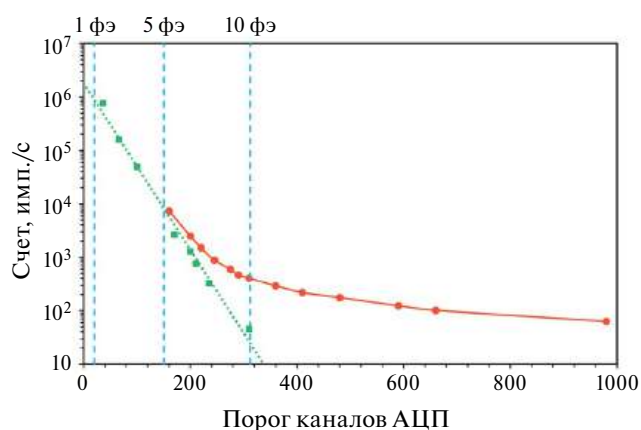


Рис. 12. Скорость счета (при напряжении смещения 30.5 В) в зависимости от порога дискриминации формирователей: линия с круглыми маркерами — счет шумов и естественного радиоактивного фона счетчика с размерами $50 \times 500 \times 500$ мм³, с использованием WLS и одного SiPM, линия с квадратными маркерами — собственный шумовой счет изолированного SiPM.

4.2. Изучение характеристик детектора бета-загрязнений

Рассматриваемые детекторы бета-загрязнений рук и ног различаются как по длине, так и по ширине сцинтилляционных пластин, что приводит при одинаковом числе петель использованных WLS волокон, к несколько большему световыходу в случае детекторов для рук. Поэтому далее мы будем рассматривать детекторы загрязнений для ног, тем более что последние были изучены на большой статистике.

Среднее количество фотоэлектронов $n_{фэ}$, регистрируемых при прохождении частиц с минимальной ионизацией через сцинтиллятор счетчика, определялось как отношение наиболее вероятной величины зарядов сигналов в измеренных спектрах к заряду однофотоэлектронного импульса. Калибровка каналов АЦП в фотоэлектронах (определение числа каналов, соответствующих такому импульсу) производилась при малом количестве фотоэлектронов,

регистрируемых SiPM при возбуждении сцинтилляционной пластины счетчика импульсами ультрафиолетового излучения светодиода; калибровочный спектр приведен на рис. 13. Указанные выше измерения проводились с помощью многофункционального осциллографа LeCroy Wave Runner 606 Zi 600 MHz.

На рис. 14 приведен суммарный спектр сигналов SiPM — одного из лучших счетчиков при регистрации электронов от радиоактивного источника ^{207}Bi . Следует отметить [17], что пересечение аппроксимации линейной части правого склона этого спектра с энергетической осью (каналы АЦП) соответствует максимальной энергии наиболее интенсивной линии электронов распада ^{207}Bi с максимальной энергией 975 кэВ. Действительно, при установке пластмассового (плексиглас) фильтра толщиной 1 мм между этим источником и детектором загрязнений правый склон спектра значительно “съезжает” в сторону меньших энергий (рис. 15), что может быть связано только с поглощением фильтром части энергии электронов.

Использование в рассматриваемых детекторах загрязнений “стандартного” вывода сигнала от SiPM позволяет получить более высокое спектрометрическое разрешение по сравнению с использованием “быстрого вывода” [14]. Испытания счетчиков, проведенные при их возбуждении ультрафиолетовыми световыми импульсами, генерирующими сигналы со средним числом фотоэлектронов $n_{\text{фэ}} = 20$, показали, что нагрузочная способность счетчиков составляет не менее 500 кГц.

По стандарту МЭК [7], параграф 7.1.3.2, однородность отклика детектора по его рабочей площади измеряется с помощью небольшого бета-источника в каждой из 44 фиксированных МЭК координат. Влияние окружающего фона вычитается из каждого измерения (счет — фон). Наибольшее отличие от среднего значения не должно превышать коэффициента 2. В нашем случае однородность отклика измерялась с помощью источника ^{207}Bi с диаметром рабочей площади 5 мм и активностью 11000 Бк с максимальной энергией электронов около 1 МэВ. Наибольшее отклонение отклика от средней величины не превысило $\pm 15\%$.

При использовании этого ^{207}Bi как реперного источника электронов с максимальной энергией 975 кэВ были определены ожидаемые

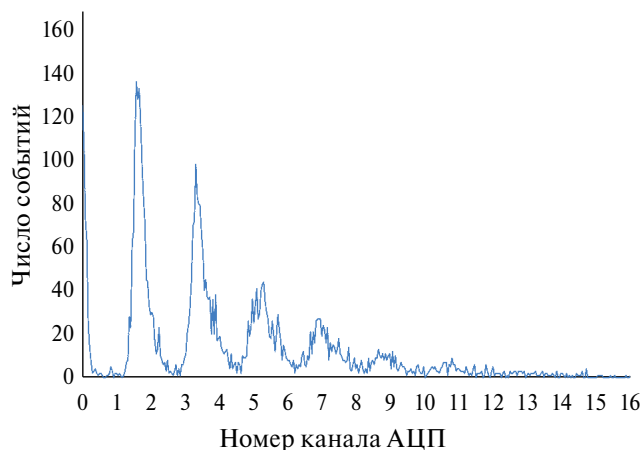


Рис. 13. Калибровочный спектр при малом количестве фотоэлектронов. Левый пик в спектре соответствует пьедесталу, последующие — импульсам однофотонных сигналов, двухфотонных и так далее.

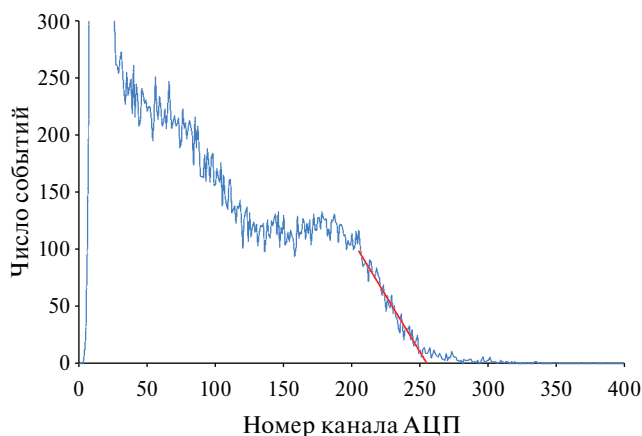


Рис. 14. Амплитудный спектр суммы сигналов обоих SiPM при регистрации излучения от источника ^{207}Bi .

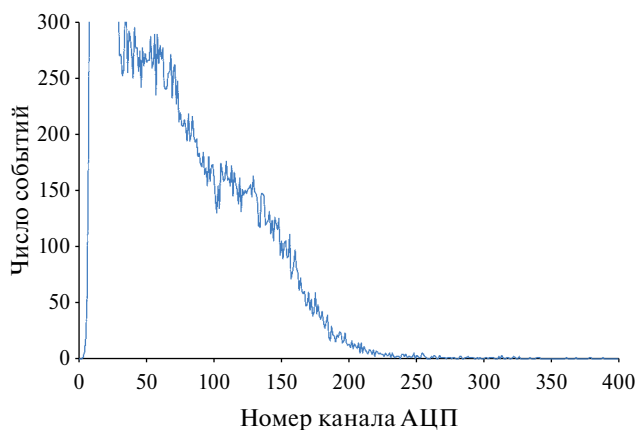


Рис. 15. Амплитудный спектр суммы сигналов обоих SiPM при регистрации излучения от источника ^{207}Bi с плексигласовым фильтром.

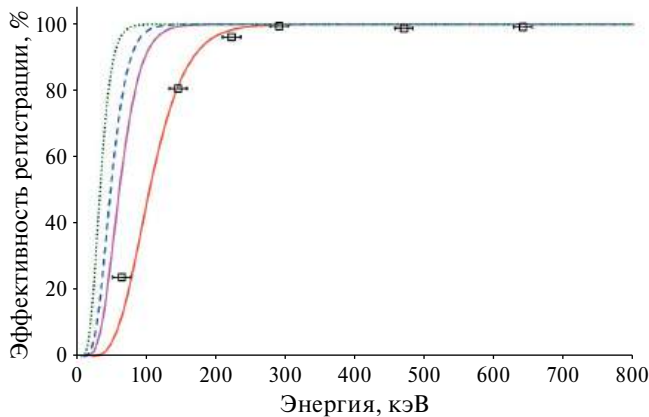


Рис. 16. Зависимости эффективности регистрации электронов от их энергии при значениях напряжения смещения SiPM 30 В: квадратные маркеры — результаты измерений эффективности счетчика загрязнений. Пунктирная, штриховая, сплошная и линия, проходящая через экспериментальные точки, соответствуют расчетным результатам вероятности событий с $n_{\text{фэ}} \geq 3$, полученным для средних значений чисел, регистрируемых каждым SiPM фотоэлектронов, равных 142, 97, 77 и 45.

величины эффективности регистрации средним по качеству счетчиком электронов с фиксированной энергией. Для этого после калибровки шкалы каналов в кэВ и, соответственно, в фотоэлектронах измерялись эффективности регистрации УФ-импульсов светодиода, соответствующие по числу фотоэлектронов электронам с различной энергией (рис. 16, квадратные маркеры). Измерения эффективности регистрации проводились при порогах формирователей сигналов SiPM, соответствующих $n = 3\text{фэ}$. С целью прогнозирования зависимости эффективности регистрации электронов от световых выхода сцинтилляционных пластин с помощью распределения Пуассона были рассчитаны зависимости вероятности событий с $n \geq 3\text{фэ}$ для

средних чисел регистрируемых каждым SiPM фотоэлектронов, равных 142, 97, 77 и 45. Указанные зависимости с возведенными в квадрат значениями вероятности событий для каждого числа фотоэлектронов $n_{\text{фэ}}$ моделируют работу детектора загрязнений с использованием схемы совпадений. Они показаны на рис. 16 соответственно пунктирной, штриховой, сплошной и сплошной, проходящей через экспериментальные точки линиями.

Хорошее соответствие измеренных и расчетных значений эффективностей регистрации электронов для случая со средним $n_{\text{фэ}} = 45$ (эффективность 40%) позволяет прогнозировать значения эффективностей с ростом световых выхода сцинтилляционных пластин. Так, для уже достигнутого уровня световых выхода пластин в $n_{\text{фэ}} = 97$ ожидаемая эффективность регистрации электронов с энергией 100 кэВ составляет 98%. При дальнейшем повышении световых выхода пластин до $n_{\text{фэ}} = 142$, который соответствует световых выходам таких же по размерам пластин из сцинтилляторов BC-408 [18] или EJ-200 [19], эффективность регистрации электронов с энергией 100 кэВ должна составить уже практически 100%. В табл. 1 приведены измеренные и расчетные значения эффективностей регистрации электронов детекторами бета загрязнений

Следует отметить, что при фиксированных значениях порогов формирователей импульсов SiPM фоновый (шумовой) счет детектора можно регулировать как временным разрешением схемы совпадений, так и понижением температуры фотоприемника.

Основные параметры счетчиков для регистрации бета-загрязнений ног представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры тонких счетчиков детекторов загрязнений ног при напряжении на SiPM 30 В

Размеры, мм ³	Порог формирователя, фэ	Световыход SiPM от MIP, фэ	Световыход SiPM от 975 кэВ e^- , фэ	Эффективность регистрации 100 кэВ e^- , %	Фоновый счет, 1/с	Загрузочная способность, кГц
2.5×170×320	3	19	45	40 (измерения, расчет)	800, измерения.	200
2.5×170×320	3	27	77	92, расчет	800, измерения	200
2.5×170×320	3	41	97	98, расчет		
2.5×170×320	3	60	142	100 расчет		

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе подробно рассмотрены конструкция и характеристики различных тонких сцинтилляционных счетчиков с большой геометрической апертурой, которые широко применяются в практике физического эксперимента, равно как и в приборах контроля бета-загрязнений. Показано, что счетчики со светосбором на основе спектросмещающих волокон, сопряженных с кремниевыми фотоумножителями в качестве фотодетекторов, легко адаптируются к множеству актуальных в настоящее время задач. В частности, показано, что данный тип тонких счетчиков может быть эффективно использован в качестве детектирующего элемента в комплексных системах обнаружения радиоактивных загрязнений персонала. У рассмотренного в данной работе образца детектора загрязнений эффективность регистрации электронов с энергией 100 кэВ составляет около 40% (рис. 16). Но уже у детекторов с достигнутым уровнем световыхода сцинтилляционных пластин в 97 фотоэлектронов эффективность должна составить 98%. Актуальной задачей здесь, тем не менее, остается повышение световыхода сцинтилляторов счетчиков и подавление шумов кремниевых фотоумножителей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.М. Зайцеву за поддержку работы, М.Н. Уханову за интерес к работе и полезные обсуждения и всему коллективу сектора сцинтилляционных и фотоэлектронных приборов НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ за помощь в изготовлении сцинтилляционных счетчиков.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00095, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://www.oka.ihep.su/>
2. Боголюбский М.Ю., Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Паталаха Д.И., Полищук Б.В., Садовский С.А., Соловьев А.С., Столповский М.В., Харлов Ю.В., Кузьмин Н.А., Обудовский В.П., Петухов Ю.П., Сычков С.Я. // ЯФ. 2013. Т. 76. № 11. С. 1389. <https://doi.org/10.7868/S0044002713110044>
3. Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С., Полищук Б.В., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангареев А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 5. С. 291. <https://doi.org/10.31857/S1234567821050013>
4. Горин А.М., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Полищук Б.В., Романишин К.А., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангареев А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. № 9. С. 629. <https://doi.org/10.31857/S1234567823210012>
5. Горин А.М., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С., Полищук Б.В., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангареев А.А. // Известия РАН. Серия физическая. 2023. Т. 87. № 8. С. 1109. <https://doi.org/10.31857/S0367676523701995>
6. Рыкалин В.И., Рахматов В.Е., Соловьев Ю.А. // ПТЭ. 1993. № 2. С.243.
7. <https://cdn.standards.iteh.ai/samples/101010/4e369282c60744eb80a7f64c8679aa52/IEC-61098-2023.pdf>
8. Gorin A., Dyatchenko V., Kovalev V. // Nuclear.Inst. and Methods in Physics Research A. 2020. V. 952 P. 162129.
9. <https://eos.su/ru/products-tech/products/silikon-ovye-kompaundy-siel.html>
10. Рыкалин В.И., Медынский М.В., Джорджадзе В.П., Бицадзе Г. С. РФ Патент. RU2607518C1, 2017.
11. <https://ru.wikipedia.org/wiki/MINOS>
12. <https://atlas.cern.ch/>
13. https://www.bnl.gov/rhic/export1/phenix/www/phenix_bnl.html
14. <https://www.manualslib.com/manual/2056163/Sensl-C-Series.html>
15. Buzhan P., Karakash A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1689. P. 012011. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1689/1/012011>
16. https://www.kuraray.com/uploads/5a717515df6f5/PR0150_psf01.pdf
17. Дулов Е.Н., Воронина Е.В., Масленникова А.Е., Бикчантаев М.М. Бета-спектроскопия: регистрация спектров бета-частиц, прохождение бета-частиц через вещество. Препринт. Казань: Казанский федеральный университет, 2013. https://kpfu.ru/portal/docs/F1590203643/Beta_LAST_4DAT.pdf
18. <https://www.pe2bz.philpem.me.uk/Comm01/-%20-%20Ion-Photon-RF/-%20-%20Scintillation/Site-001/Crystals/CastPlastic/bc408.htm>
19. <https://wiki.jlab.org/ciswiki/images/4/49/EJ-200.pdf>

УДК 53.091: 53.097: 53.098

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ (обзор)

© 2024 г. Д. Г. Дриаев^а

^аИнститут физики им. Э. Андроникашвили Тбилисского государственного университета им. И. Джавахишвили
Грузия, 0186, Тбилиси, ул. Тамарашвили, 6

*e-mail: drijiev@gmail.com

Поступила в редакцию 02.11.2023 г.

После доработки 07.01.2024 г.

Принята к публикации 25.02.2024 г.

Описаны оригинальные экспериментальные методы исследования дислокационной структуры и механических свойств твердых тел, разработанные в Институте физики им. Э. Андроникашвили: 1) способ возбуждения механических колебаний ионного кристалла путем воздействия на заряженные дислокации; 2) высокочастотный камертон нового типа (трехязычковый) и основанный на нем акустический спектрометр; 3) способ деформирования кристалла сдвигом по одной системе плоскостей скольжения; 4) метод генерации дислокаций одного механического знака; 5) способ определения параметров релаксационного процесса; 6) метод вибрирующего сверхпроводника.

DOI: 10.31857/S0032816224040021 EDN: NZJMWG

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе исследовательской работы в Институте физики им. Э. Андроникашвили было разработано множество новых методов и приборов; в качестве методики эксперимента они были приведены в статьях, опубликованных в разное время в российских и зарубежных научных журналах. Некоторые из них были запатентованы и имеют самостоятельную ценность как оригинальный вклад в технику физического эксперимента. Представляется целесообразным опубликовать обзор этих методов, чтобы они не прошли мимо внимания экспериментаторов, занимающихся исследованиями механических свойств твердых тел.

2. СПОСОБ ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ КРИСТАЛЛА ПУТЕМ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЗАРЯЖЕННЫЕ ДИСЛОКАЦИИ

В щелочногалоидных кристаллах, обладающих центрально-симметричной структурой,

пьезоэффект отсутствует. Однако этим ионным кристаллам присущи электромеханические явления, обусловленные тем обстоятельством, что дислокации в них имеют электрический заряд. Движение заряженных дислокаций при упругой или пластической деформации кристаллов вызывает их поляризацию (прямой псевдо-пьезоэффект), а электрическое поле способствует дислокационной деформации (обратный псевдо-пьезоэффект) [1].

Электростатическое поле вызывает перемещение дислокаций, однако деформация при этом настолько мизерна, что обнаружить ее практически невозможно. Поэтому мы обратились к динамическому режиму — измерения проводились в переменном электрическом поле на резонансной частоте механических изгибных колебаний образца, обладающего высокой механической добротностью ($Q \geq 10^4$), когда образец служит акустическим усилителем колебаний с коэффициентом, равным Q [2]. Схема опыта представлена на рис. 1.

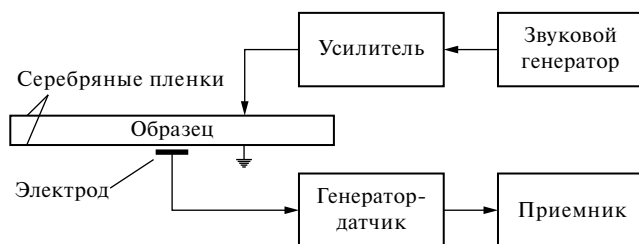


Рис. 1. Блок-схема метода возбуждения и регистрации колебаний.

Кристаллы LiF размером $100 \times 10 \times 5$ мм³ были выколоты из монокристаллического блока по плоскостям спайности {100}. На две противоположные грани испарением в вакууме наносились серебряные пленки, одна из которых заземлялась, а ко второй подводилось переменное напряжение. Кристалл зажимался четырьмя иглами в узловых точках (они находились в середине боковой грани на расстоянии $0.224l$ от его концов, где l — длина образца), кристалл представлял собой одноволновый вибратор на изгибных колебаниях с собственной частотой

$$\nu = (c \cdot d/l^2) (M/\rho)^{1/2}, \quad (1)$$

где d — толщина образца, l — его длина, M — его модуль упругости, а ρ — его плотность; в случае одноволнового вибратора $c = 1.02$.

Переменное напряжение, создающее в кристалле электрическое поле, подводилось к проводящим пленкам от высоковольтного усилителя, ко входу которого был подключен звуковой генератор. При совпадении частоты поля с собственной частотой образца (около 3 кГц) кристалл приходил в колебательное движение на этой же частоте (что исключало наличие электрострикции).

Регистрация колебаний осуществлялась емкостным датчиком методом частотной модуляции. Одной обкладкой конденсатора служила заземленная грань кристалла, а второй — плоский электрод (диаметром 10 мм), расположенный у середины заземленной грани на расстоянии около 0.1 мм от нее. Эта емкость была включена в колебательный контур ультракоротковолнового генератора-датчика, работавшего на частоте примерно 50 МГц. При вибрации образца происходила частотная модуляция сигнала генератора-датчика; после демодуляции на выходе приемника имелся сигнал с частотой, равной частоте колебаний образца,

и напряжением, пропорциональным амплитуде его колебаний. Используемая схема обеспечивала чувствительность около 10 нм (при необходимости ее можно было довести до 1 нм).

Амплитуда колебаний хорошо отождествленных кристаллов в полях до 1 кВ/см линейно зависит от напряженности поля и не превышает 50 нм. После пластической деформации изгибом (при которой образуются краевые дислокации одного механического знака, см. разд. 3) величина эффекта резко возрастает: увеличение амплитуды колебаний (в зависимости от степени деформации) может достигать двух порядков. Измеренный на этих кристаллах псевдо-пьезокоэффициент лежит в пределах 10^{-13} – 10^{-15} Кл/Н.

Экспериментальные и теоретические исследования [3] позволили однозначно установить, что колебание кристалла LiF в электрическом поле не может быть объяснено явлениями обратного пьезоэффекта или электрострикции и что оно имеет дислокационную природу: под действием переменного электрического поля заряженные дислокационные сегменты выгибаются, создавая микроскопическую деформацию; это приводит к возникновению механического напряжения, возбуждающего колебания кристалла.

Необходимо отметить уникальную особенность данного явления. В существующих методах деформирования движение дислокаций вызывается внешним механическим напряжением, т.е. движение дислокаций является вторичным по отношению к механическому напряжению. А в данном явлении движение дислокаций является первичным — оно вызывает механическое напряжение, возбуждающее колебания кристалла.

3. СПОСОБ ДЕФОРМИРОВАНИЯ КРИСТАЛЛА СДВИГОМ ПО ОДНОЙ СИСТЕМЕ ПЛОСКОСТЕЙ СКОЛЬЖЕНИЯ

В большинстве экспериментов по изучению пластической деформации (когда регистрируются кривые напряжение–деформация) нагружение кристалла неизбежно приводит ко множественному скольжению, т.е. к одновременному скольжению по нескольким системам кристаллографических плоскостей, что может существенно влиять на измеряемые в эксперименте параметры. Эти трудности в значительной степени снимаются, если деформирование

кристаллов проводить путем “чистого сдвига”, т.е. одиночным скольжением, когда деформация протекает только в одной системе кристаллографических плоскостей.

Известный метод “чистого сдвига” Иоффе и Эренфеста (описанный в работе [4]) заключается в том, что кристалл жестко зажимается в захваты, которые перемещаются друг относительно друга в направлении скольжения. Однако здесь влияние захватов очень велико: в случае коротких кристаллов имеет место множественное скольжение, а при достаточно длинных образцах (когда влиянием захватов можно пренебречь) кристалл обычно изгибается. Поэтому указанный метод вряд ли можно полностью отнести к испытаниям на чистый сдвиг.

Другой способ деформирования кристаллов одиночным скольжением был разработан и успешно использован Смирновым [4]. Он заключается в упрочнении всего образца (путем облучения гамма- или рентгеновскими лучами), за исключением некоторой области, ориентированной в соответствии с заданной системой скольжения. Способ этот при всей его привлекательности требует довольно значительных усилий для подготовки образцов к эксперименту.

В предлагаемом простом способе деформирования путем чистого сдвига кристалл не зажимается в захваты, что исключает неконтролируемое воздействие на деформируемую зону и соседние с ней слои кристалла.

На рис. 2 приведена схема этого способа [5] на примере кристалла LiF, в котором скольжение происходит в направлении $\{110\} \langle 110 \rangle$.

Кристалл 1 строго квадратного сечения (размером $10 \times 10 \times 2$ мм³), выколотый по плоскостям спайности $\{100\}$, свободно лежит нижними смежными гранями на двух стойках 2 П-образной опоры 3. Пуансон 4 воздействует на верхние смежные грани кристалла. Углы, которые образуют прилегающие к образцу поверхности стоек и поверхности пуансона, равны углу между гранями монокристалла (в данном случае 90°). Ширина l пуансона меньше расстояния L между стойками. При действии на пуансон сжимающего усилия в направлении $[001]$ возникают касательные напряжения, и часть кристалла, прилегающая к пуансону, сдвигается относительно части, прилегающей к стойкам, — происходит чистый сдвиг по плоскостям скольжения (011) .

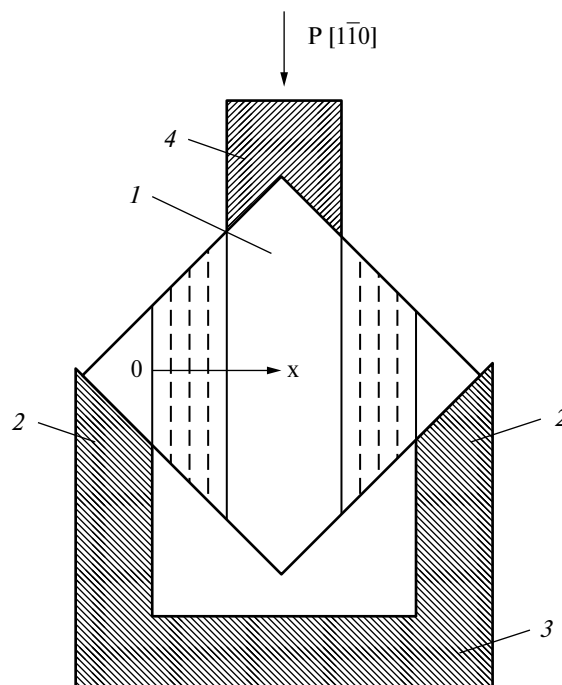


Рис. 2. Схема деформирования кристалла путем чистого сдвига.

При этом деформация сосредоточена в двух узких зонах, ширина которых определяется величиной зазора $(L - l) / 2$.

По ширине деформируемой зоны сдвиговое напряжение распределено неоднородно, оно определяется выражением $\tau(x) = \tau(0) / (1 + x/a)$, где $\tau(0)$ — сдвиговое напряжение в сечении $x = 0$, a — полувысота деформируемой зоны в этом же сечении.

Соответственно неоднородно распределена по ширине зоны сдвиговая деформация. Для определения ее величины на грань (001) кристалла вдоль оси x наносится тонкая линия (например, легкая царапина), перпендикулярная активной системе скольжения (011) . Обусловленное деформацией смещение царапины измеряется в микроскопе, тем самым определяется зависимость сдвига $\Gamma(x)$ по плоскости (011) от координаты x [6]. Распределение по координате локальной сдвиговой деформации $\gamma(x)$ получается графическим дифференцированием зависимости $\Gamma(x)$. Кривые $\Gamma(x)$ и $\gamma(x)$ представлены на рис. 3.

Предложенный метод дает возможность установить связь между некоторыми параметрами, характеризующими механические свойства кристалла и его дефектную структуру.

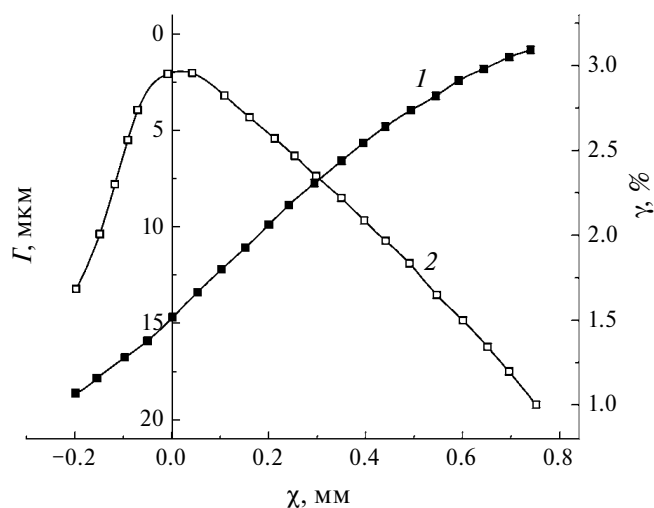


Рис. 3. Зависимости локальной сдвиговой деформации γ (1) и сдвига Γ (2) от координаты x .

В частности, измерив (по ямкам травления) зависимость плотности дислокаций ρ от координаты x и исключив x из зависимостей $\rho(x)$ и $\gamma(x)$, можно получить $\rho(\gamma)$ — зависимость плотности дислокаций от величины локальной деформации. Для исследованных кристаллов LiF при сравнительно малых деформациях (в пределах 3%) в процессе деформационного упрочнения зависимость $\rho(\gamma)$ оказалась линейной функцией деформации: $\rho = c\gamma$, где $c = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ [6]. Аналогичный результат линейной зависимости $\rho(\gamma)$ был получен в работе [4].

Отметим, что для установления зависимости $\rho(\gamma)$ обычно необходимо провести измерения как минимум на десятке образцов, тогда как предложенный метод дает возможность получить эту зависимость из результатов измерений, выполненных на одном образце при его одно-кратном деформировании.

4. МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ДИСЛОКАЦИЙ ОДНОГО МЕХАНИЧЕСКОГО ЗНАКА

При изгибе однородной пластинки возникающие напряжения достигают максимальных значений на противоположных — сжатой и растянутой — гранях, они равны нулю в нейтральной плоскости, эквидистантной по отношению к этим двум граням. При пластическом изгибе монокристалла зарождающиеся у этих граней краевые дислокации разных механических знаков создают встречные потоки. Это

обстоятельство не позволяет с достаточной точностью определить плотность участвующих в процессе деформации дислокаций, оно часто является причиной неконтролируемых ошибок. Чтобы создать в кристалле дислокации одного механического знака, экспериментаторы прибегали к различным ухищрениям, например, вырезали среднюю часть изогнутого кристалла, что, конечно, является неконтролируемым воздействием на образец. Мы разработали метод [7, 8], лишенный этих недостатков, сущность которого заключается в следующем.

Пластика-образец из исследуемого кристалла скрепляется с пластиной-держателем, жесткость которой отлична от жесткости образца. Плоскость нулевых напряжений такой бипластики смещена к одной из граней образца; координата x_0 этой нейтральной плоскости в рамках теории упругости дается выражением

$$x_0 = \frac{E_1 c_1 a_1^2 + 2E_2 c_2 a_1 a_2 + E_2 c_2 a_2^2}{2(E_1 c_1 a_1 + E_2 c_2 a_2)}, \quad (2)$$

где a_1 и a_2 — толщины пластины-держателя и пластины-образца соответственно, c_1 и c_2 — их ширины, а E_1 и E_2 — их модули упругости. Из формулы (2) следует, что положение нейтральной плоскости можно изменять: в частности, при

$$c_1 = c_2, E_1 a_1^2 = E_2 a_2^2, \quad (3)$$

$x_0 = a_1$, т.е. нейтральная плоскость будет находиться на границе раздела пластинок.

Рассмотрим конкретный пример (рис. 4).

Пластика-образец из монокристалла LiF длиной $L_2 = 25$ мм, шириной $c_2 = 2.5$ мм, толщиной $a_2 = 1.7$ мм, модулем Юнга $E_2 = 88$ ГПа жестко

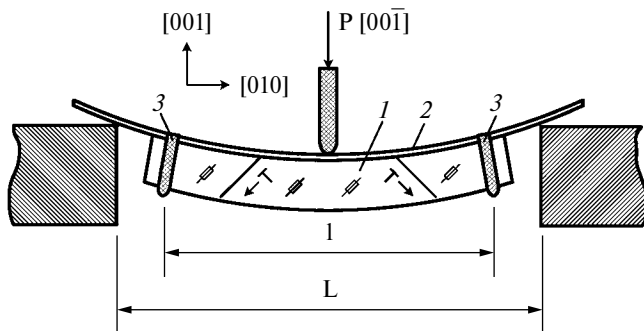


Рис. 4. Схема изгибной деформации кристалла: 1 — образец, 2 — пластина-держатель, 3 — крепления.

скреплена со стальной пластинкой-держателем длиной $L_1 = 50$ мм, шириной $c_1 = 2.5$ мм, толщиной $a_1 = 1.1$ мм, модулем Юнга $E_1 = 209$ ГПа. Свободные концы пластинки-держателя установлены на двух опорах, расстояние между которыми $L = 40$ мм. Нагрузка P , вызывающая изгиб бипластинки, приложена к пластинке-держателю. Соотношение геометрических и упругих параметров пластинки-держателя и монокристалла в приведенном примере удовлетворяет условию (3); вследствие этого нейтральная плоскость смещена на границу раздела кристалла с пластинкой-держателем. Картина, которую мы наблюдали в поляризационном микроскопе [8], наглядно иллюстрирует это смещение.

Таким образом, деформируемый кристалл, изгибаясь, только растягивается — напряжения максимальны у внешней грани и спадают до нуля у грани, прилегающей к пластинке-держателю. В результате от растягиваемой грани создается однонаправленный поток дислокаций по плоскостям (011) и $(0\bar{1}1)$. В кристалле образуются дислокации одного знака в количестве, необходимом для аккомодации изгиба.

Предлагаемый способ был успешно использован нами при исследовании линейной плотности электрического заряда дислокаций в щелочногалогенидных кристаллах [8].

Отметим, что этим способом пластину (или балку) из любого материала при необходимости можно изогнуть таким образом, чтобы она испытывала только деформацию растяжения.

5. ТРЕХЪЯЗЫЧКОВЫЙ КАМЕРТОН И АКУСТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

Одной из важнейших задач техники акустических измерений является повышение механической добротности Q колебательной системы. Основным каналом потерь энергии механических колебаний являются потери на внешнее трение между образцом и его держателем, которые могут достигать $Q^{-1} \approx 10^{-3}$, что ограничивает чувствительность метода и неприемлемо для задач, требующих более низкого уровня диссипации.

Чтобы уменьшить аппаратный фон диссипации и зависимость параметров колебаний резонатора от свойств держателя, мы применили в качестве исследуемого образца камертон нового типа [9, 10] — трехязычковый (рис. 5).

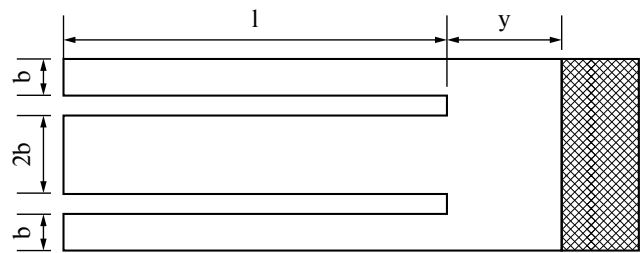


Рис. 5. Трехязычковый камертон.

Камертон представляет собой плоскопараллельную пластинку с тремя язычками одинаковой длины; при этом средний язычок вдвое шире крайних. При возбуждении изгибных колебаний любого из язычков остальные тоже приходят в колебательное движение, причем крайние язычки колеблются синфазно друг с другом и в противофазе со средним язычком в направлении, перпендикулярном плоскости пластинки. Каждый язычок представляет собой вибратор на изгибных колебаниях с собственной частотой первой гармоники $\nu = (0.162 d/l^2) (M/\rho)^{1/2}$, где d — толщина, l — длина, ρ — плотность, а M — модуль Юнга язычка.

Мы использовали камертоны со средними язычками шириной $2b = 4$ мм, толщиной $d = 0.5$ – 2 мм и длиной $l = 10$ – 30 мм. При этих размерах частота первой гармоники различных материалов лежит в интервале 0.5 – 5 кГц.

Камертон закрепляется консольно за основание между двумя зажимными блоками, причем эмпирически установлено, что линия зажима должна быть удалена от основания язычков на расстояние y не меньшее ширины среднего язычка: $y \geq 2b$ (рис. 5). Поскольку амплитуда колебаний основания камертона практически равна нулю, то и потери на трение в зажимах минимальны и механическая добротность колебательной системы $Q \geq 10^6$.

При креплении камертона деформация, обусловленная зажимными блоками, локализована в его основании, вследствие этого один и тот же образец можно зажимать сколько угодно раз без риска повредить его; при этом воспроизводимо обеспечивается минимальный уровень фоновых затуханий. Таким образом, использование камертона позволяет исключить самое уязвимое место техники акустических методов — воздействие крепления образца на уровень фоновой диссипации и воспроизводимость результатов измерений.

Отметим также то немаловажное обстоятельство, что для закрепления образца-камертона можно использовать держатель минимальной массы, что особенно ценно в экспериментах при сверхнизких температурах.

Трехязычковый камертон в качестве исследуемого образца лежит в основе разработанного нами акустического спектрометра для измерения малых величин внутреннего трения и модуля упругости твердых тел в килогерцевом диапазоне частот, который подробно описан в работе [11]. Высокая чувствительность прибора (в первую очередь, благодаря использованию камертона) позволила впервые с помощью метода внутреннего трения наблюдать магнито-пластический эффект — резонансную пластификацию диамагнитных кристаллов LiF при воздействии скрещенных магнитных полей в условиях ЭПР [12].

6. СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РЕЛАКСАЦИОННОГО ПРОЦЕССА

Внутреннее трение твердых тел, связанное с дефектами кристаллической структуры, часто проявляется в виде релаксационных пиков. Если пик на кривой температурной зависимости внутреннего трения (ВТ) является релаксационным, то для его центра справедливо эмпирическое соотношение Аррениуса [13]:

$$\nu = \nu_0 \exp(-H/kT), \quad (4)$$

где ν — частота измерения, ν_0 — частотный фактор, H — энергия активации, T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана.

Энергия активации и частотный фактор являются важнейшими характеристиками релаксационного процесса. Знание этих параметров дает возможность выявить механизм этого процесса и идентифицировать участвующие в нем дефекты. Как следует из формулы (4), для определения H и ν_0 необходимо провести измерения ВТ по крайней мере на двух частотах; энергия активации и частотный фактор определяются по сдвигу температурного положения максимума из соотношения

$$H = k \Delta(\ln \nu) / \Delta(\ln 1/T) \quad (5)$$

и уравнения (4).

Недостатком аппаратуры, используемой для измерений ВТ, является невозможность

определения H и ν_0 в одном эксперименте. Обычно проводятся два или более последовательных эксперимента, в которых ВТ измеряется на различных гармониках собственных колебаний образца. Этот способ требует больших затрат времени и ограничивает возможности эксперимента, в частности он не позволяет исследовать пики ВТ, отжигающиеся в процессе измерения. Широко распространен и другой способ — сравниваются результаты разных авторов, полученные на различных частотах. Определение H и ν_0 таким способом может привести к погрешностям, вызванным неидентичностью образцов и условий экспериментов.

Ниже описан разработанный нами способ [14], позволяющий определять H и ν_0 в одном эксперименте путем измерения ВТ на двух частотах одновременно (рис. 6).

Образец в форме бруска размерами $100 \times 10 \times 5$ мм³ закрепляется четырьмя иглами в узлах колебаний, расположенных в точках, лежащих на боковой грани образца на расстоянии $0.225l$ от его концов (l — длина образца). Как показывает расчет [15], эти точки практически совпадают с узлами первой ($0.224l$) и пятой ($0.226l$) гармоник изгибных колебаний бруска. Это обстоятельство позволяет возбуждать колебания образца на первой и пятой гармониках одновременно. Образец представляет собой вибратор на изгибных колебаниях с собственной частотой $\nu = c(d/l^2)(M/\rho)^{1/2}$, где d — толщина образца, l — его длина, M — его модуль упругости, ρ — плотность образца. Коэффициент c для первой гармоники равен 1.02, а для пятой 13.54.

Регистрация колебаний осуществляется емкостным датчиком методом частотной модуляции сигнала высокочастотного генератора-датчика, описанным выше в разд. 1.

Возбуждение колебаний происходит путем подачи на электрод поляризованного переменного напряжения. В данном методе емкостным детектором и электростатическим возбудителем колебаний служит один и тот же электрод.

С выхода приемника демодулированный сигнал, представляющий собой суперпозицию колебаний образца на двух частотах, разделяется двумя LC-фильтрами нижних и верхних частот с порогами обрезания 5 и 20 кГц соответственно. Разделенные сигналы высокой и низкой частот через две аналогичные цепи, состоящие из предварительного усилителя, фазовращателя

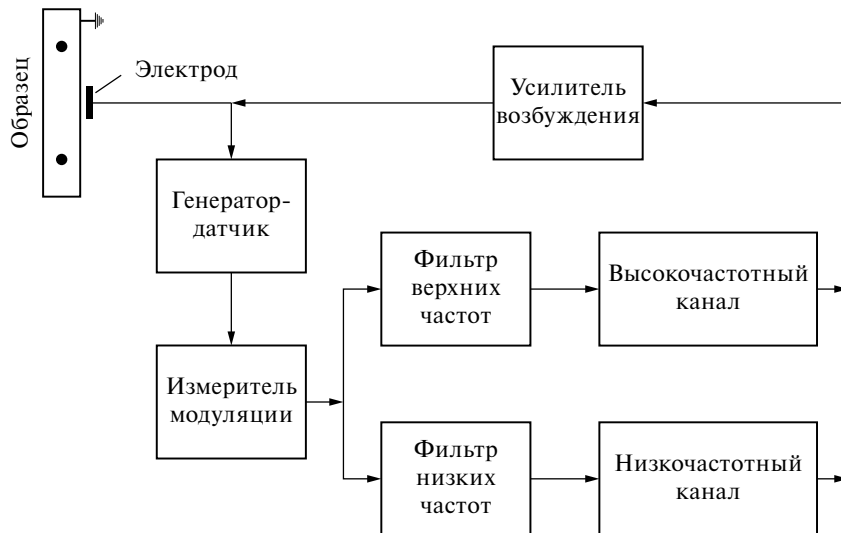


Рис. 6. Блок-схема установки для измерения внутреннего трения и модуля упругости на двух частотах.

и ограничителя, поступают на оконечный усилитель, где вновь смешиваются и подаются на электрод для возбуждения колебаний. Через эти узлы замыкается цепь обратной связи, в которой поддерживаются незатухающие резонансные колебания образца на двух частотах.

В качестве примера представим данные о температурных спектрах внутреннего трения кристаллов LiF, записанных данным методом. Измерения проводились на первой (2.7 кГц) и пятой (36.5 кГц) гармониках одновременно в интервале температур от азотной до комнатной. На частоте 2.7 кГц пик ВТ наблюдался при $T = 209$ К, а на частоте 36.5 кГц он смещался к $T = 224$ К. Рассчитанные из этого смещения по формулам (4) и (5) частотный фактор и энергия активации релаксационного процесса равны соответственно $9 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ и 0.6 эВ. Погрешности в определении H и ν_0 не превышают 15%.

7. МЕТОД ВИБРИРУЮЩЕГО СВЕРХПРОВОДНИКА

В постоянных магнитных полях B , превышающих нижнее критическое поле B_{c1} , но меньших верхнего критического поля B_{c2} , сверхпроводник второго рода находится в смешанном состоянии — он пронизывается вихрями Абрикосова, через каждый из которых сквозь сверхпроводник проникает квант магнитного потока $\Phi_0 = hc/2e$.

Для исследования диссипативных процессов, связанных с движением вихрей Абрикосова,

в Институте физики им. Э. Андроникашвили был разработан механический метод [16–19], основанный на прямом крутильном маятнике, который, в отличие от электрических методов, дает возможность исследовать эти процессы без участия искажающего реальную картину большого транспортного тока, неизбежного при токовых экспериментах. Подробное описание этого метода и его возможностей дано в работе [19], здесь отметим только, что механический метод позволяет достичь чувствительности, эквивалентной электрическим полям 10^{-8} В/см .

Дальнейшие исследования в этом направлении привели к разработке метода возбуждения колебаний сверхпроводника путем воздействия на вихри Абрикосова. Метод реализован в двух вариантах.

7.1. Аксиальные колебания [20]

Цилиндр из сверхпроводника второго рода (сплав $\text{Nb}_{30}\text{Ta}_{70}$ диаметром 0.6 мм и длиной 5 мм) крепится к нижнему концу стеклянного стержня, который подвешивается в криостате на тонкой упругой нити (длиной 10 см и диаметром 40 мкм) из фосфористой бронзы так, что его ось лежит вдоль нити и стержня. Образец охлаждается ниже температуры сверхпроводящего перехода и помещается во внешнее постоянное магнитное поле B , направленное перпендикулярно оси цилиндра, и слабое переменное магнитное поле $h < B_{c1}$, перпендикулярное B и оси образца-цилиндра. Регистрация колебаний

осуществляется как визуально (с использованием отраженного луча лазера), так и электронной схемой.

В полях $B_{c_1} < B < B_{c_2}$ при совпадении частоты поля h с собственной частотой аксиальных колебаний образца (около 1 Гц) наблюдается резонансный пик. При увеличении индукции h амплитуда колебаний в резонансе возрастает нелинейно, причем вид кривой зависит от величины B , особенно сильная зависимость наблюдается вблизи B_{c_1} .

7.2. Изгибные колебания [21]

Язычок из сверхпроводника второго рода (Nb размером $12 \times 2 \times 0.07$ мм³) закрепляется консольно в держателе из немагнитного материала и помещается в криостате во внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{B}$, направленное вдоль большой грани язычка (плоскости xz). К образцу вдоль оси z перпендикулярно большой грани и вектору $\mathbf{B}$ прикладывается слабое переменное магнитное поле $h < B_{c_1}$ (рис. 7).

В полях $B_{c_1} < B < B_{c_2}$ при совпадении частоты поля h с резонансной частотой колебаний язычка он совершает в направлении оси z изгибные колебания как четвертьволновый вибратор с частотой, определяемой выражением (1); в этом случае $c = 0.162$. Регистрация колебаний осуществляется методом частотной модуляции (описанным выше в разд. 1).

С увеличением индукции переменного поля h амплитуда колебаний образца растет нелинейно; характер этой зависимости (как и в случае аксиальных колебаний) связан с величиной B .

Таким образом, слабое переменное поле вызывает колебания сверхпроводника второго

рода, находящегося в смешанном состоянии. В полях $B > B_{c_1}$ образец пронизывают вихри Абрикосова. При наложении переменного магнитного поля h на вихри будет действовать сила; поскольку вихри закреплены на дефектах кристаллической решетки (пиннинг-центрах), эта сила приводит к вовлечению сверхпроводящего образца в колебания — аксиальные в случае цилиндра и изгибные в случае язычка.

В ходе этих экспериментов было открыто крайне интересное явление, связанное с пиннингом вихрей Абрикосова, — резкое возрастание резонансной частоты и затухания вибрирующего в магнитном поле сверхпроводника второго рода.

Измерения проводились на язычке из Nb при разных углах θ между направлением поля $\mathbf{B}$ и продольной осью образца (рис. 7). При поле $\mathbf{B}$, совпадающем по направлению с осью x язычка, резонансная частота ν , начиная с $B > B_{c_1}$, круто растет; если же $\mathbf{B}$ перпендикулярно продольной оси x образца и направлено вдоль оси y , то изменений резонансной частоты не наблюдается. На рис. 8 эта зависимость показана при изменении угла θ от 0 до 90°.

Поскольку модуль упругости M пропорционален квадрату резонансной частоты (выражение (1)), представленные результаты иллюстрируют зависимость эффективного модуля упругости от ориентации вихрей относительно оси x язычка. Как видно, изменение модуля максимально, когда поле $\mathbf{B}$ направлено вдоль продольной оси образца, т.е. когда вихри изгибаются вместе с образцом, и равно нулю, когда при изгибе образца вихри остаются параллельными внешнему магнитному полю.

Качественно эти факты можно объяснить следующим образом. Поскольку изменение частоты колебаний имеет место только в смешанном состоянии, можно заключить, что это явление обусловлено наличием вихрей Абрикосова. Когда поле $\mathbf{B}$ направлено вдоль оси x , при изгибе образца закрепленные на дефектах кристаллической решетки вихри будут изгибаться вместе с ним. Благодаря линейному натяжению (которое является функцией пиннинга) возникает возвращающая сила, увеличивающая жесткость язычка на изгиб, т.е. его эффективный модуль упругости, что и наблюдается в эксперименте. Когда же поле $\mathbf{B}$ направлено перпендикулярно оси x , при изгибе язычка вихри не

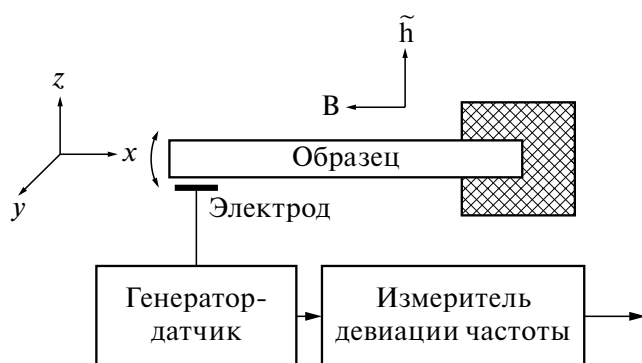


Рис. 7. Блок-схема метода вибрирующего сверхпроводника.

изгибаются вместе с ним и возвращающая сила не возникает.

После нас это явление наблюдали в Институте прикладной физики в Гейдельберге [22]. Выполненные методом вибрирующего сверхпроводника обширные исследования [23] продемонстрировали его высокую чувствительность и точность и дали ценную информацию о полевой и температурной зависимостях пиннинга вихрей (ведь именно пиннинг делает возможным техническое применение сверхпроводников второго рода), важные результаты для понимания термоактивированного депиннинга в ВТСП и такого фундаментального вопроса, как упругая связь между вихревой и атомной решетками.

БЛАГОДАРНОСТИ

Приведенные в обзоре методы являются плодом коллективного труда. С болью в сердце и глубокой благодарностью вспоминаю ушедших из жизни моих коллег — соавторов этих методов: М.В. Галусташвили, В.А. Мелик-Шахназарова, З.К. Саралидзе, С.Д. Цакадзе, Дж.Г. Чигвинадзе — эта публикация посвящается их светлой памяти.

Выражаю искреннюю признательность Валерию Тавхелидзе за неоценимую помощь при подготовке статьи к печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brentley W.A., Bauer C.L. // Phil. Mag. 1969. V. 20. P. 441.
2. Дрияев Д.Г., Мелик-Шахназаров В.А. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 11. С. 3280.
3. Дрияев Д.Г., Мелик-Шахназаров В.А. // Электронные и ионные процессы в твердых телах. 1972. Т. 5. С. 84.
4. Смирнов Б.И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов, Ленинград: Наука, 1981.
5. Галусташвили М.В., Дрияев Д.Г., Саралидзе З.К. Авторское свидетельство СССР. SU 1432383 A1. 1986.
6. Галусташвили М.В., Дрияев Д.Г., Политов И.А., Саралидзе З.К. // ФТТ. 1988. Т. 30. С. 1533.
7. Галусташвили М.В., Дрияев Д.Г., Политов И.А., Саралидзе З.К. Авторское свидетельство СССР. SU 1803765 A1. 1989.
8. Galustashvili M.V., Driaev D.G., Politov I.A., Saralidze Z.K. // Phys. Status Solidi (a). 1989. V. 114 (1). P. 99.
9. Галусташвили М.В., Дрияев Д.Г., Саралидзе З.К., Политов И.А. Авторское свидетельство СССР. SU 1693452 A1. 1989.
10. Галусташвили М.В., Дрияев Д.Г., Политов И.А., Саралидзе З.К. Патент Грузии. 2005. GE P 2005 3499 B.
11. Driaev D., Kankadze L., Iashvili A., Tsakadze S. // Rev. Sci. Instruments. 2017. V. 88. P. 054904. doi.org/10.1063/1.4983673.
12. Driaev D., Galustashvili M., Tsakadze S. // Am. J. Nano Research and Applications. 2017. V.5. № 3-1. P. 37. DOI: 10.11648/j.nano.s.2017050301.19.
13. Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. Москва: Атомиздат, 1975, С. 50.
14. Дрияев Д.Г. Патент Грузии. 2007. GE P 2007 4711.
15. Зинер К. // В сб.: Упругость и неупругость металлов. Москва: ИЛ, 1954, с. 74.
16. Andronikashvili E.L., Ashimov S.M., Chigvinadze D.G., Tsakadze J.S. // Phys. Lett. 1967. V. 25A. P. 85.
17. Чигвинадзе Дж.Г. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 2144.
18. Чигвинадзе Дж.Г. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 2361.
19. Ашимов С.М., Чигвинадзе Дж.Г. // ПТЭ. 2002. № 3. С. 51.
20. Дрияев Д.Г., Чигвинадзе Дж.Г. // ФТТ. 1983. Т. 25. С. 887.
21. Дрияев Д.Г., Чигвинадзе Дж.Г. // ФНТ. 1976. Т. 2. С. 1566.
22. Brandt E.H., Esguinazi P., Neckel H., Weiss G. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 89.
23. Esguinazi P. // J. Low Temp. Phys. 1991. V. 85. № 3/4. P. 139.

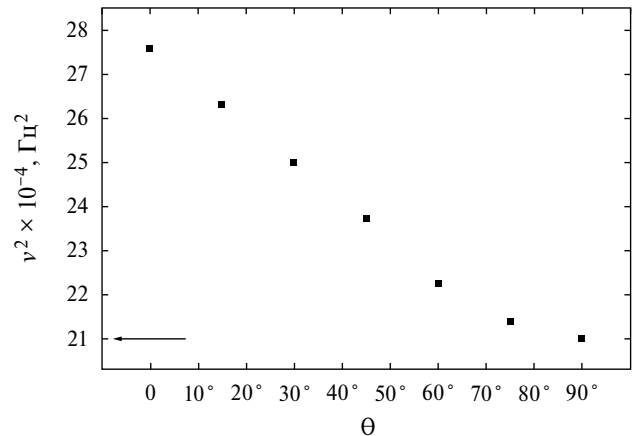


Рис. 8. Зависимость квадрата резонансной частоты (эффективного модуля упругости) образца Nb от ориентации вихрей Абрикосова: θ — угол между продольной осью образца и вектором $\mathbf{B}$ магнитной индукции ($B = 0.1$ Тл). Стрелкой показано значение при $B = 0$.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.173.84

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫХОДОВ ИЗОТОПА ^{17}N И ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГЭВ

© 2024 г. А. С. Егоров^{a, *}, В. М. Пиксайкин^{a, **}, А. А. Говердовский^a,
В. Ф. Митрофанов^a, К. В. Митрофанов^a, Д. Е. Гремячкин^{a, ***}

^aФизико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского
Государственного научного центра Российской Федерации
Россия, 249033, Обнинск, Калужская обл., пл. Бондаренко, 1

*e-mail: egorov@ippe.ru

**e-mail: piksa@ippe.ru

***e-mail: dgremyachkin@ippe.ru

Поступила в редакцию 13.10.2023 г.

После доработки 25.06.2024 г.

Принята к публикации 23.07.2024 г.

Описан метод и созданная на его основе установка, с использованием которой были проведены измерения сечений образования ядер-предшественников запаздывающих нейтронов ^9Li , ^{16}C и ^{17}N и фракционные выходы запаздывающих нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами мишеней с массовыми числами в диапазоне от 12 до 238. Измерения были проведены на синхротроне ПИЯФ, г. Гатчина. В качестве иллюстрации приведены результаты измерений сечения генерации ядер ^{17}N в зависимости от массы ядра мишени, а также данные по фракционным выходам запаздывающих нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов с ядрами ^{238}U .

DOI: 10.31857/S0032816224040038 EDN: NZGHGV

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление образования легких фрагментов со значительным выходом является одной из особенностей взаимодействия релятивистских протонов с ядрами. Информация о сечениях генерации легких ядер для широкого спектра ядер мишеней необходима для целого ряда практических приложений, важнейшим из которых является создание ADS-систем (Accelerator Drive Systems), предназначенных для целей трансмутации радиоактивных отходов и производства электрической энергии. Эти данные также необходимы для построения теории образования легких фрагментов в реакциях под действием релятивистских заряженных частиц.

Остаточные ядра, образованные в реакции спаллейшен (spallation) (наблюдается при бомбардировке ядер мишени высокоэнергетическими частицами), можно исследовать с помощью экспериментальных подходов, основанных на использовании реакций как в прямой, так и обратной кинематике. Налетающая частица, такая как протон с энергией 1 ГэВ, взаимодействует с ядрами мишени посредством неупругих ядерных реакций, которые сопровождаются испусканием протонов, нейтронов, альфа-частиц и других фрагментов. В эксперименте с прямой кинематикой реакция инициируется легкой заряженной частицей, взаимодействующей с мишенью из тяжелых ядер [1]. В этом случае скорость отдачи остаточных ядер недостаточна для их выхода из мишени. Поэтому для

идентификации продуктов реакции используются методы гамма-спектроскопии. В таком подходе регистрация гамма-спектров осуществляется после бета-распада продуктов реакции и, как следствие этого, полученная информация содержит сведения о кумулятивном выходе продуктов реакции. Исследования реакций в рамках обратной кинематики однозначно определяют продукт реакции [2]. В этом подходе тяжелое ядро ускоряется до релятивистских скоростей и направляется на мишень из легких ядер. Благодаря кинематическим условиям продукты реакции легко покидают мишень и могут быть зарегистрированы в полете.

Метод, основанный на реакции в прямой кинематике, требует меньше пучкового времени по сравнению с реакциями в обратной кинематике, а информация о сечениях образования продуктов реакции может быть получена для широкого диапазона энергий налетающей частицы. Поскольку для целого ряда остаточных ядер, испытывающих бета-распад с последующим испусканием запаздывающих нейтронов, имеется информация о временных характеристиках — периодах полураспада и вероятности испускания запаздывающих нейтронов (P_n), идентификацию продуктов реакции можно провести с помощью измерения кривых спада нейтронной активности остаточных ядер [1, 3].

Целью настоящей работы является создание метода и установки для измерения сечений генерации продуктов реакции спалейшен ^9Li , ^{16}C и ^{17}N и фракционных выходов запаздывающих нейтронов из осколков деления при взаимодействии релятивистских протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами мишеней с массовыми числами в диапазоне от 12 до 238. Для указанных ядер существует надежная информация о периодах полураспада и вероятности испускания запаздывающих нейтронов, что позволяет при наличии кривых спада нейтронной активности, измеренных после облучения образцов

в известном потоке протонов, получить данные о сечениях их генерации. Ядерно-физические характеристики указанных нуклидов представлены в табл. 1 [4].

Следует отметить, что взаимодействие релятивистских протонов с тяжелыми ядрами принципиально отличается от взаимодействия с легкими ядрами, поскольку в этом случае открывается канал деления. Временное распределение запаздывающих нейтронов в этом случае главным образом определяется свойствами распада ядер-предшественников, характерных для низкоэнергетического деления. Поэтому анализ кривых спада активности запаздывающих нейтронов позволяет изучить отличительные особенности процесса деления тяжелых ядер при их взаимодействии с релятивистскими протонами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

Метод измерения сечений образования легких фрагментов, образующихся при взаимодействии релятивистских протонов с ядрами и являющихся ядрами-предшественниками запаздывающих нейтронов, основан на процедуре, в которой исследуемый образец облучается потоком протонов в течение интервала времени, сравнимого с периодом полураспада ядер-предшественников, и последующем измерении кривой спада активности запаздывающих нейтронов [1, 5]. Основная трудность в измерениях на пучках релятивистских протонов связана с большим фоном нейтронов и гамма-лучей в экспериментальном зале ускорителя, который является причиной искажения счетной характеристики детектора нейтронов в начальный момент времени после облучения [5]. Особенности экспериментального метода определялись характеристиками пучка протонов. Пучок ускоренных до энергии 1 ГэВ протонов на внешнем ионопроводе представлял

Таблица 1. Ядерно-физические характеристики нуклидов ^9Li , ^{16}C и ^{17}N

Нуклид	Период полураспада, с	Вероятность β^- -распада, %	Вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов P_n , %
^9Li	0.1783 ± 0.0004	100	50.00
^{16}C	0.747 ± 0.008	100	99.20
^{17}N	4.171 ± 0.004	100	95.1

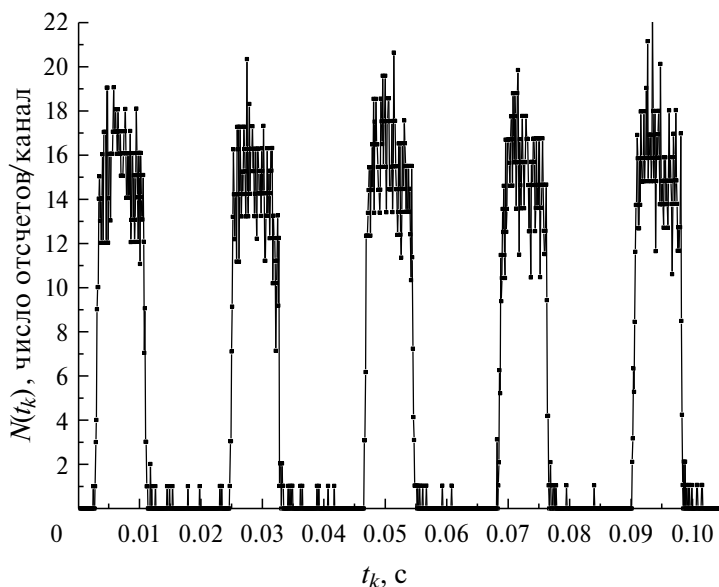


Рис. 1. Временной профиль пучка протонов, измеренный с помощью регистрации вторичного излучения — мгновенных нейтронов из реакции (p, xn) . Показан режим формирования импульсов шириной 8 мс. Цена канала временного анализатора импульсов равна 0.1 мс. Загрузка детектора нейтронов составляла около $4 \cdot 10^5$ имп./с.

собой последовательность импульсов, следующих с частотой 50 Гц. В зависимости от режима формирования импульсов их ширина составляла 0.3 или 8 мс. Временной профиль пучка протонов с импульсами шириной 8 мс, измеренный с помощью регистрации мгновенных нейтронов, возникающих при взаимодействии протонов с ядрами мишени и конструкционными материалами установки в реакции (p, xn) , показан на рис. 1.

Измерения были выполнены с помощью регистрации нейтронов, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами мишени — воды, обогащенной по изотопу кислорода ^{18}O . На рис. 1 видно, что в промежутках между импульсами, обусловленными в основном мгновенными нейтронами, наблюдаются события, относящиеся к запаздывающим нейтронам. Поэтому регистрация нейтронов в процессе облучения, в принципе, позволяет исследовать продукты реакции с периодами полураспада менее 3 мс, что расширяет диапазон нуклидов, которые можно исследовать с помощью предложенной установки.

В настоящем эксперименте использовались два канала вывода пучка в мишенный зал ускорителя. Плотность потока протонов в каждом из каналов вывода пучка составила около $2 \cdot 10^{10}$ протон $\cdot$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. В первом канале пучок

не коллимировался. Геометрический профиль пучка протонов представлял собой окружность диаметром около 10 см. Второй пучок на входе в мишенный зал формировался с помощью коллиматора, представляющего собой железный цилиндр длиной около 1 м и внутренним отверстием диаметром 2 см.

Уровень фона нейтронов и гамма-лучей на неколлимированном пучке протонов был существенно выше фона на коллимированном пучке, что приводило к высокой нагрузке нейтронного детектора, которая, в свою очередь, является причиной искажения счетной характеристики нейтронных счетчиков, для восстановления которой требуется конечное время [5]. Поэтому на неколлимированном канале между мишенью и детектором нейтронов была установлена теневая защита из бетонных блоков толщиной 1 м, а исследуемый образец доставлялся к детектору нейтронов с позиции облучения с помощью пневматического транспортного устройства. Данная конфигурация эксперимента использовалась при проведении измерений кривых спада интенсивности запаздывающих нейтронов на делящихся мишенях. На коллимированном пучке протонов оказалось возможным проводить измерения на стационарно установленных мишенях, поскольку величина эффекта блокировки детектора нейтронов (искажение счетной характеристики детектора) в начальный момент

времени после окончания сеанса облучения была существенно ниже, что позволило исследовать сечения генерации нуклидов, имеющих малые значения периодов полураспада — ^9Li и ^{16}C .

Для получения достаточной статистической точности данных измерения проводились в циклическом режиме, каждый цикл которого состоял в облучении исследуемого образца потоком протонов в течение заданного времени, перемещении образца в детектор нейтронов с помощью пневматической системы транспортировки и измерении временной зависимости интенсивности запаздывающих нейтронов. При облучении образца в течение времени, сравнимого с периодом полураспада наиболее долгоживущей компоненты запаздывающих нейтронов, кривая спада интенсивности содержит информацию о нескольких ядрах-предшественниках. Поэтому появляется возможность в одном эксперименте получить данные о сечениях генерации нескольких ядер-предшественников запаздывающих нейтронов.

Математическое выражение для описания интегральной временной зависимости интенсивности запаздывающих нейтронов, измеренной при циклическом облучении делящихся образцов в потоке протонов, имеющем периодическую структуру (см. рис. 1), можно представить в следующем виде:

$$N(t_k) = A \sum_{i=1}^m T_i \frac{a_i}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i t_k}) e^{-\lambda_i t_k} + B \cdot \Delta t_k, \quad (1)$$

$$T_i = (1 - e^{-n\lambda_i t_{irr}}) \frac{(1 - e^{-n\lambda_i t})}{(1 - e^{-\lambda_i t})} \left(\frac{N}{1 - e^{-\lambda_i T}} - e^{-\lambda_i T} \left(\frac{1 - e^{-N\lambda_i T}}{(1 - e^{-\lambda_i T})^2} \right) \right),$$

$$A = \varepsilon_n \sigma_p \Phi_p N_n \nu_d,$$

где $N(t_k)$ — суммарное по N циклам облучения число отсчетов, зарегистрированных детектором нейтронов во временном канале t_k длительностью Δt_k ; ν_d — полный выход запаздывающих нейтронов на один акт взаимодействия; B — интенсивность нейтронного фона; λ_i и a_i — соответственно постоянная распада и относительный выход i -го ядра-предшественника запаздывающих нейтронов; n — число протонных импульсов за время одного цикла облучения; N — число циклов измерения; m — число

ядер-предшественников запаздывающих нейтронов; t — период следования протонных импульсов (20 мс), T — длительность одного цикла измерений, которая включает в себя время облучения и время измерения активности образца; t_{irr} — время облучения образца в течение одного протонного импульса (длительность импульса протонов 8 мс); ε_n — эффективность детектора нейтронов; Φ_p — плотность потока протонов, σ_p и N_n — соответственно сечение реакции спалейшен и число ядер в образце, ν_d — число запаздывающих нейтронов на акт взаимодействия.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Основными элементами установки являются детектор нейтронов, пневматическая транспортная система образца и электронная система сбора и обработки экспериментальных данных. Принципиальная схема установки, в которой использовалась пневматическая транспортная система, представлена на рис. 2. Конфигурация установки, используемая в случае стационарно установленных мишеней на коллимированном пучке протонов, идентична приведенной на рис. 3 за исключением того, что детектор нейтронов располагался в непосредственной близости от образца-мишени и пучка релятивистских протонов.

3.1. Детекторы нейтронов

Установка включает в себя два канала регистрации нейтронов — счетный и спектрометрический. Основным регистрирующим элементом счетного канала детектора являлся борный счетчик типа СНМ-11. Радиатором в счетчике является твердое покрытие из бора толщиной 1 мг/см^2 с обогащением по изотопу ^{10}B равным 95%. Наполнение счетчика представляет собой смесь газов ^4He (97%) и Ar (3%) при давлении 53 кПа. Комптоновские электроны, образуемые гамма-квантами в объеме счетчика при давлении 53 кПа теряют около 10^{-4} своей энергии, что выражается в крайне малой амплитуде импульса от гамма-кванта по сравнению с импульсом от нейтронов. Поэтому счетчик СНМ-11 является одним из лучших по отношению чувствительности к нейтронам и помехоустойчивости к гамма-излучению.

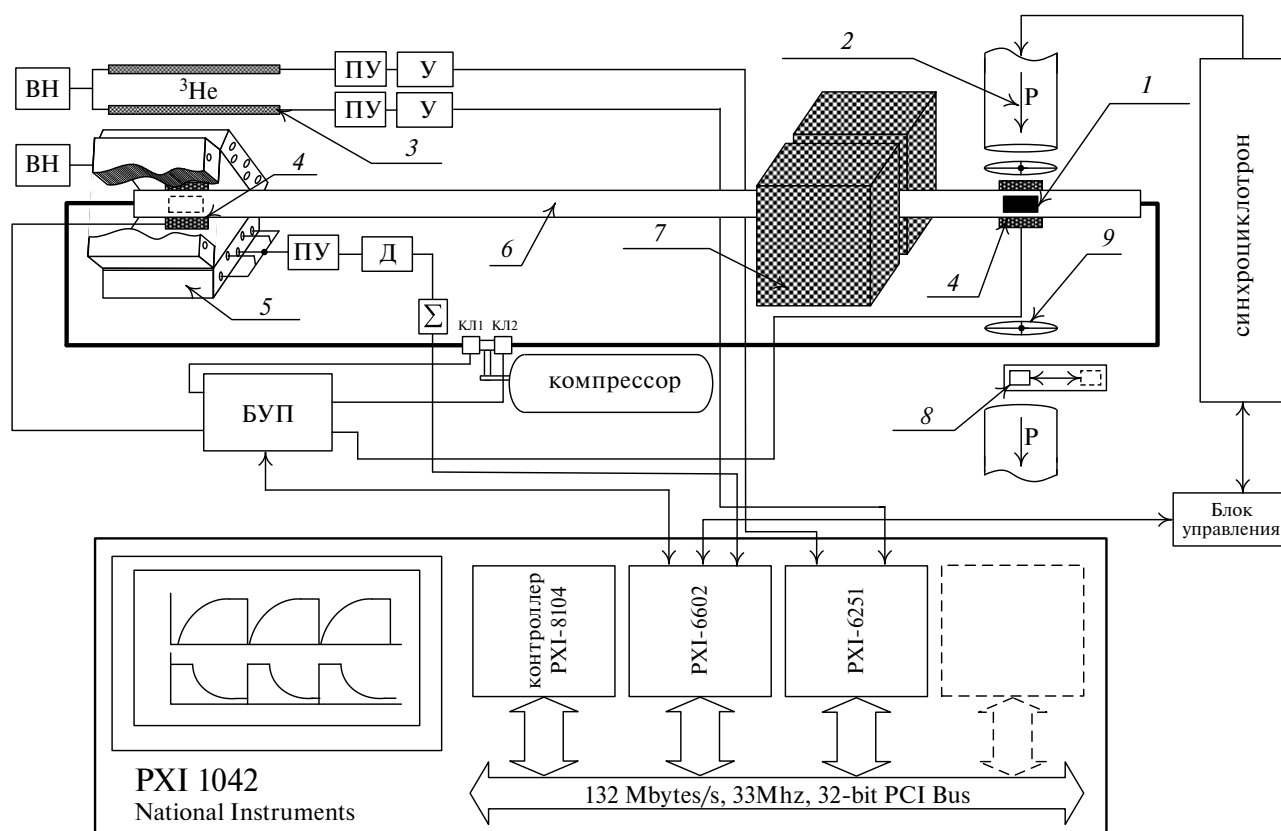


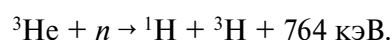
Рис. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – мишень-образец, 2 – ионопровод ускорителя, 3 – ^3He -спектрометр нейтронов, 4 – датчик положения образца, 5 – детектор нейтронов, 6 – пневмопровод, 7 – защита детекторов, 8 – система юстировки положения образца, 9 – пленки с изображением профиля пучка протонов, ПУ – предусилитель, У – усилитель, Д – дискриминатор, Σ – сумматор импульсов, КЛ1 и КЛ2 – электромагнитные клапаны, ВН – блок высокого напряжения, PXI-1042 – крейт-шасси, PXI-8104 – контроллер, PXI-6602 – таймер-счетчик, PXI-6251 – многофункциональная высокоскоростная система сбора и обработки данных.

В целом детектор представляет собой сборку из 15 борных счетчиков СНМ-11, распределенных в полиэтиленовом замедлителе, выполненном в виде трех отдельных блоков, которые с целью повышения геометрической эффективности могут быть смещены друг относительно друга в зависимости от типа проводимого эксперимента (см. рис. 3).

Внутренний и внешний (по отношению к регистрируемому излучению) ряды содержат соответственно 6 и 9 борных счетчиков. Блок замедлителя с внешней стороны окружен защитой из листового кадмия толщиной 0.5 мм. При необходимости с внешней стороны детектора устанавливалась защита из блоков борированного полиэтилена. Счетчики работают в пропорциональном режиме при напряжении 650 В. Сигналы с каждой из двух секций борных счетчиков усиливаются с помощью предусилителей, после чего осуществляется

дискриминация фоновых импульсов и формирование стандартных TTL-импульсов. Сформированные импульсы подаются на модуль суммирования, выходные сигналы из которого направляются на вход электронной системы сбора и обработки информации. Мертвое время регистрации нейтронов в детекторе составляет 2.3 ± 0.2 мкс. В течение всего времени измерений стабильность работы нейтронного детектора и всего электронного тракта системы сбора информации контролировалась с помощью стандартного изотопного источника нейтронов Pu-Be .

Спектрометрический канал установки был выполнен на основе пропорционального ^3He -счетчика, в котором регистрация нейтронов происходит за счет ионизационных потерь продуктов реакции



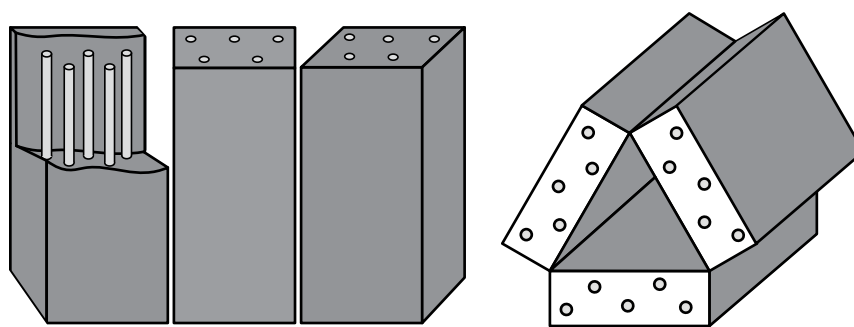


Рис. 3. Детектор нейтронов: слева — конфигурация детектора, используемая в эксперименте со стационарно установленным образцом; справа — конфигурация детектора, используемая в эксперименте с применением пневматической транспортной системы образца.

Для уменьшения фона тепловых нейтронов ^3He -спектрометр нейтронов был окружен кадмиевой защитой, а для подавления гамма-фона использовалась защита из свинцовых блоков толщиной 5 см.

3.2. Пневматическая система транспортировки образца

Основные требования к системе транспортировки образца заключаются в минимизации времени доставки образца, защите исследуемого образца от разрушения в случае экспериментов с делящимися образцами, а также наличии устройства, позволяющего получать информацию о местоположении исследуемого образца. Пневмопровод представляет собой нержавеющую трубку с внутренним диаметром 12 мм и толщиной стенки 1 мм. Направление движения образца контролировалось с помощью двух электромагнитных клапанов, присоединенных к компрессору. Для уменьшения силы удара образца на позициях облучения и измерения было использовано демпфирующее устройство. Время перемещения образца составило около 150 мс. Датчик положения образца был разработан для устойчивой работы в условиях высоких уровней нейтронного и гамма-полей в экспериментальном зале ускорителя. Принцип работы датчика основан на изменении добротности колебательного контура, состоящего из емкости и катушки индуктивности, настроенного на резонансную частоту 50 Гц при помещении в нее образца с исследуемым нуклидом.

Управление пневматической системой транспортировки образцов осуществляется сигналами TTL, поступающими из системы сбора

и обработки информации на модуль управления пневмопочтой БУП (см. рис. 2). Для настройки системы, а также для выполнения процедуры смены образцов в схеме предусмотрено ручное управление клапанами.

3.3. Электронная система сбора и обработки экспериментальных данных

Электронная система сбора, обработки и визуального контроля процесса во время сеанса накопления экспериментальных данных построена на основе приборов National Instruments (NI). Система включает в себя контроллер PXI-8104, многофункциональный высокоскоростной модуль накопления данных PXI-6251 серии М и таймер-счетчик PXI-6602 [7]. Все модули установлены в шасси-крейте PXI-1042, оснащенный шиной PXI/PCI, что позволяет интегрировать процессор контроллера и отдельные модули в единую платформу. Модуль контроллера PXI-8104 изготовлен на основе процессора Intel Celeron М 440 с частотой 1.86 ГГц и двухканальной оперативной памятью типа DDR2 с частотой 533 МГц.

Таймер-счетчик NI PXI-6602 [6] использовался для регистрации временной зависимости активности запаздывающих нейтронов. Таймер-счетчик содержит восемь каналов счета (счетчиков), емкость каждого из которых составляет 32 бита. При этом три канала могут быть одновременно использованы для счета импульсов с помощью кольцевого буфера с прямым доступом к оперативной памяти компьютера (DMA). Остальные пять каналов счета используются в режиме прерываний. Максимальная тактовая частота генератора тактовых

импульсов составляет 80 МГц, что позволяет регистрировать импульсы, отстоящие друг от друга на 12.5 нс. Поэтому разрешающее время счетного канала определяется главным образом мертвым временем детектора нейтронов (2.3 мкс). Временная стабильность генератора тактовых импульсов составляет 50 ppm. Таймер-счетчик PXI-6602 полностью интегрирован в измерительную систему с помощью шины реального времени RTSI, что обеспечивает его синхронизацию с другими модулями, используемыми в системе. Кроме того, таймер-счетчик PXI-6602 используется для генерации сигналов управления пневматической транспортной системой и системой прерывания пучка протонов, а также синхронизации работы всей установки в целом. Ширина канала во временных спектрах определяется параметрами тактовых

сигналов. В настоящих измерениях ширина канала Δt составляла 0.0001 с.

Регистрация числа импульсов, поступающих с детектора нейтронов в систему сбора и обработки данных, велась непрерывно, включая время облучения образца и счета активности запаздывающих нейтронов после прерывания пучка протонов. Данные, накопленные в буфере оперативной памяти, переносились на жесткий диск и хранились на нем в кумулятивной форме в виде бинарного файла

$$C(t_k) = \sum_{i=0}^{i=k} N(t_i) \cdot \Delta t_i,$$

где $C(t_k)$ – суммарное число импульсов, зарегистрированных в интервале времени (t_i, t_{i+1}) , $N(t_i)$ – скорость счета импульсов в момент времени t_i , Δt_i – ширина канала анализатора.

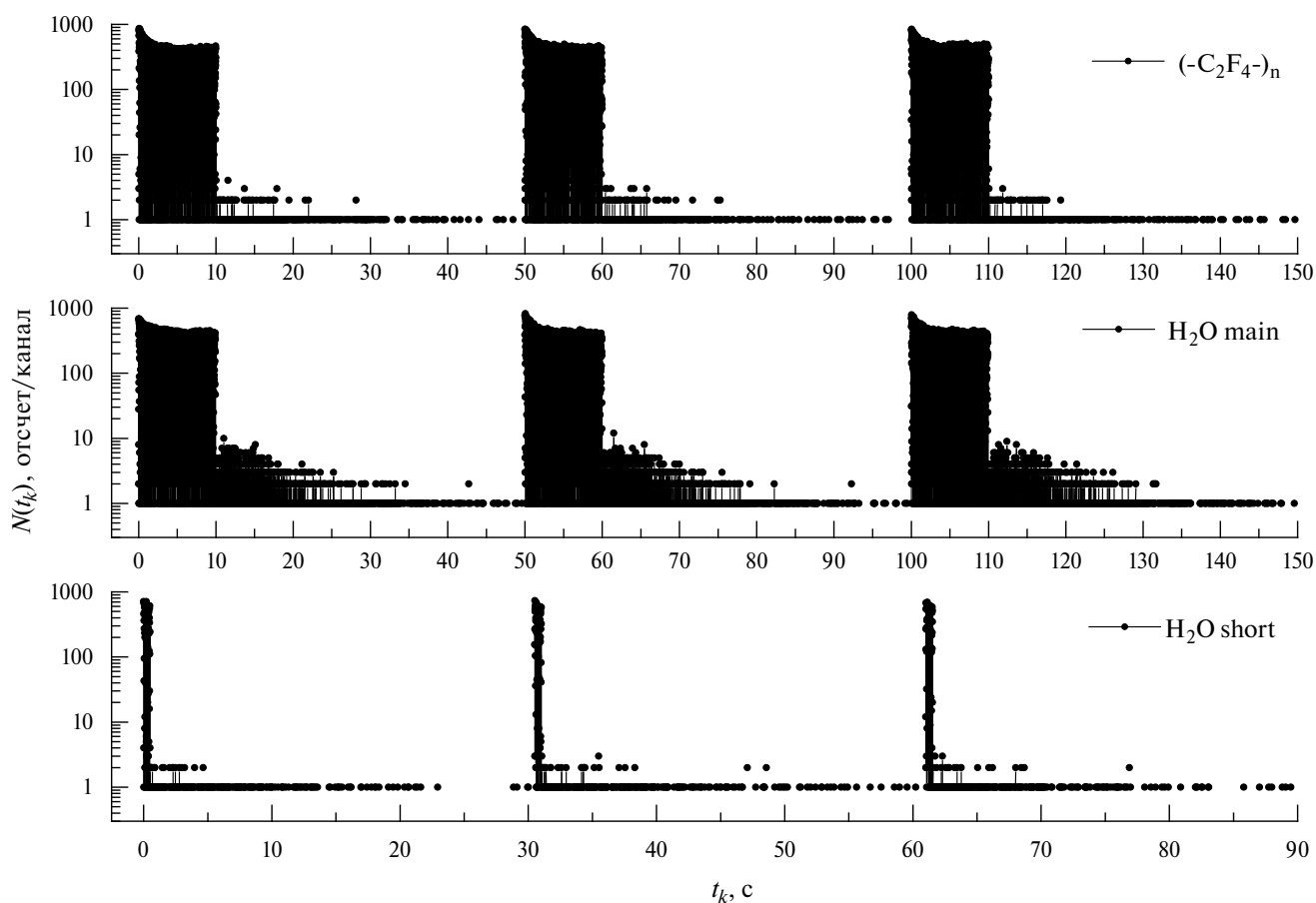


Рис. 4. Фрагмент временного распределения импульсов с детектора нейтронов счетного канала, включающий время облучения образца и измерения кривой спада активности запаздывающих нейтронов при исследовании ядер F и ^{18}O . Время облучения для мишеней фторопласта $(-\text{C}_2\text{F}_4-)_n$ и воды, обогащенной изотопом ^{18}O (верхний и средний графики), составляет 10 с, время измерения – 40 с. Время облучения образца на нижнем графике – 0.5 с, время измерения наведенной активности – 30 с. Ширина временного канала анализатора в обоих случаях равна 0.0001 с.

Использовалась равномерная шкала каналов анализатора $\Delta t_i = \Delta t$. В процессе обработки экспериментальных данных распределение $C(t_k)$ преобразовывалось в дифференциальную форму $N(t_i) \cdot \Delta t_i$. На рис. 4 представлены временные распределения зарегистрированных нейтронов в процессе циклического облучения воды и фторопласта.

Регистрация нейтронов в процессе облучения образца позволяет наблюдать эффект блокировки детектора нейтронов в процессе облучения, в результате которого эффективность регистрации нейтронов снижается на 30% в зависимости от величины тока протонов и материала образца.

Регистрация амплитудных распределений импульсов, поступающих с ^3He -спектрометра, проводится с помощью многофункционального высокоскоростного модуля PXI-6251 серии М [7], который предназначен для сбора информации при больших уровнях загрузки данных. Модуль PXI-6251 с шиной PCI/PCIE/PXI/PXIe имеет 80 аналоговых входов с разрешением 16 бит с частотой дискретизации 1.25 МГц и шесть независимых контроллеров прямого доступа к оперативной памяти компьютера (DMA). Амплитудный анализ импульсов в спектрометрическом канале проводился с помощью виртуального прибора – детектора пиков (peak detector) [7], основная функция которого состоит в поиске и определении значений амплитуд импульсов, поступающих на вход модуля PXI-6251. Кроме того, детектор пиков находит временные координаты и вторые производные пиков или впадин во входном сигнале. Набор этих параметров позволяет в процессе обработки данных определять амплитудные спектры нейтронов в любые заданные промежутки времени, а также получать временные спектры поступающих на вход сигналов-импульсов с заранее выбранными амплитудами. На рис. 5 показаны аппаратурные спектры нейтронов, измеренные во время сеанса облучения образцов-мишеней ^{238}U , воды, обогащенной по изотопу ^{18}O , и Al.

На рис. 5 видно, что спектры нейтронов для представленных мишеней существенно отличаются друг от друга. Спектр нейтронов при взаимодействии протонов с ядрами ^{238}U значительно мягче спектров в случае мишеней H_2O и Al, что обусловлено присутствием в спектре компоненты, соответствующей нейтронам деления ядер ^{238}U .

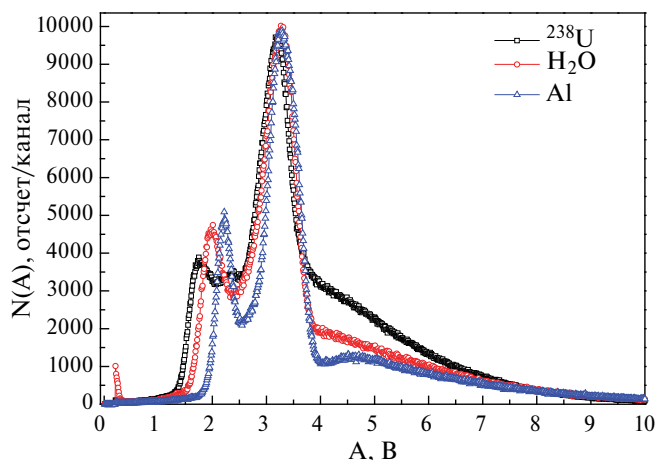


Рис. 5. Амплитудные распределения нейтронов, измеренные с помощью ^3He -спектрометра во время сеанса облучения образцов-мишеней ^{238}U , воды, обогащенной по изотопу ^{18}O , и Al. Ширина канала равна 0.01 В.

3.4. Управление пучком ускорителя

Прерывание пучка ускорителя выполнялось с помощью блока БПП (см. рис. 2), управление которым осуществлялось сигналами TTL, генерируемыми таймер-счетчиком PXI-6602 в соответствии с заранее заданными параметрами эксперимента. При этом сигнал с амплитудой 5 В (высокий уровень) служил для включения и поддержания открытого состояния пучка в течение времени облучения t_{irr} , а сигнал низкого уровня (с нулевой амплитудой) – для прерывания пучка на время регистрации запаздывающих нейтронов t_{meas} .

3.5. Программное обеспечение и язык программирования

В качестве программного обеспечения использовалась операционная система Windows XP Professional OS, драйверы всех портов ввода-вывода, а также драйвер NI-DAQmx [7]. Компьютерные программы управления экспериментом, сбора экспериментальных данных и их представление в виде графиков и гистограмм в режиме реального времени на мониторах системы были написаны на языке LabView, использующем концепцию виртуальных приборов, что позволило оперативно адаптировать пользовательский интерфейс для интерактивного управления системой сбора

информации в процессе подготовки и проведения экспериментов.

4. ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЙ

В эксперименте с использованием пневматической системы транспортировки образцы имели форму цилиндра длиной 20 мм и диаметром 11 мм. С обеих сторон к образцу крепились с помощью резьбового соединения направляющие втулки. Образцы делящихся веществ были помещены в герметические капсулы из нержавеющей стали, которые, в свою очередь, были установлены в тонкостенный контейнер, изготовленный из дюралюминия.

В эксперименте со стационарной установкой образцов, последние представляли собой цилиндры диаметром 40 мм и высотой 10 мм. В случае порошковых материалов использовались тонкостенные контейнеры, изготовленные из алюминия толщиной 0.1 мм.

Юстировка положения образца на позиции облучения осуществлялась с помощью луча лазера, установленного в разрыве ионопровода ускорителя (см. рис. 2). Вначале лазер устанавливался в положение, при котором его луч проходил через центры изображений профиля пучка протонов, нанесенных на прозрачные экраны. Затем по лучу лазера устанавливался исследуемый образец. После установки образца на позиции облучения лазер перемещался в зону вне пучка протонов.

Измерение фона нейтронов в эксперименте со стационарно установленными мишенями проводилось с использованием тех же экспериментальных условий, но без образцов на позиции облучения. Одновременно измерялась плотность потока протонов. В эксперименте с использованием пневматической системы транспортировки фон определялся с помощью макета образца, содержащего лишь направляющие втулки. Для мишеней из порошков и воды фон был определен с помощью измерений активности, проведенных на пустых контейнерах.

Полное число протонов, прошедших сквозь образец, было получено активационным методом с помощью монитора — фольги из алюминия, которая располагалась в непосредственной близости от образца. Облученная фольга устанавливалась на Ge(Li)- детектор для определения активности ^{24}Na , накопленной в процессе

ее облучения. С помощью известных данных по сечению реакции $^{27}\text{Al}(p,3p\text{n})^{24}\text{Na}$ (9.1 мб [6]) определялось число протонов, прошедших сквозь образец во время сеанса облучения. В качестве второго монитора служила ионизационная камера. Использование двух мониторов нейтронного потока позволяет избежать возможных систематических ошибок в определении полного числа протонов, прошедших сквозь исследуемый образец. Сравнительный анализ данных показал, что значения плотности потока протонов, полученные двумя независимыми методами, согласуются в пределах неопределенностей данных. Систематические погрешности при определении плотности потока протонов обнаружены не были.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Накопленные в кумулятивном виде данные $C(t_k)$ преобразовывались в дифференциальную форму с помощью стандартной процедуры

$$N(t_k) \cdot \Delta t_k = C(t_k) - C(t_{k-1}).$$

На следующем шаге проводилось суммирование кривых спада интенсивности запаздывающих нейтронов, относящихся ко всем циклам одной серии измерений. Для каждого исследуемого элемента было выполнено три и больше серий измерений. Дополнительные меры по защите детектора от нейтронов, рассеянных в мишенном зале ускорителя, не позволили полностью устранить влияние первичного пучка нейтронов на время восстановления рабочих характеристик детектора. Поэтому в настоящей работе был поставлен дополнительный эксперимент, направленный на изучение динамики восстановления счетной характеристики детектора нейтронов в зависимости от величины тока протонов и материала мишени с помощью методики, подробно описанной в работе [8]. В эксперименте измерялась временная зависимость скорости счета нейтронов из Pu–Be- источника сразу после сеанса облучения образца-мишени при разных значениях плотности потока протонов. Полученные данные были использованы для введения поправки на эффект конечного времени восстановления счетной характеристики детектора нейтронов. Затем кривые спада нейтронной активности обрабатывались с помощью итерационного метода наименьших квадратов [9]. Оценивались параметры:

активность насыщения (A) и относительные выходы отдельных групп запаздывающих нейтронов (ai), на основании которых определялось сечение образования легких фрагментов или значения фракционных выходов продуктов деления в случае взаимодействия протонов с тяжелыми ядрами.

5.1. Экспериментальные данные, полученные на коллимированном пучке протонов со стационарно установленными мишенями

Описанная выше установка была использована для проведения измерений сечения образования легких фрагментов при взаимодействии релятивистских протонов с ядрами в широком диапазоне массовых чисел ($A = 12\text{--}238$). Часть первичной информации – кривые спада активности запаздывающих нейтронов и соответствующий фон нейтронов, полученные в эксперименте на коллимированном пучке протонов со стационарно установленными

образцами-мишенями H_2^{18}O , $(\text{C}_2\text{F}_4)_n$, Al, S, W, показаны на рис. 6. Данные были преобразованы в шкалу с ценой канала 0.02 с.

На рис. 6 видно, что фон нейтронов имеет динамический характер. Его происхождение связано с активностью, обусловленной взаимодействием протонов с элементами атмосферы в экспериментальном зале, а также с конструктивными материалами установки, в частности с коллиматором пучка протонов. Величина фона составляет 20% для эксперимента, в котором облучалась вода, 70% для эксперимента, в котором облучалась S, т.е. на элементах, сечение генерации запаздывающих нейтронов у которых сравнительно мало. В табл. 2 приведены сечения образования ^{17}N , полученные в результате анализа кривых спада активности, представленных на рис. 6.

Неопределенности данных включают в себя статистическую ошибку (3%) и неопределенность, связанную с определением

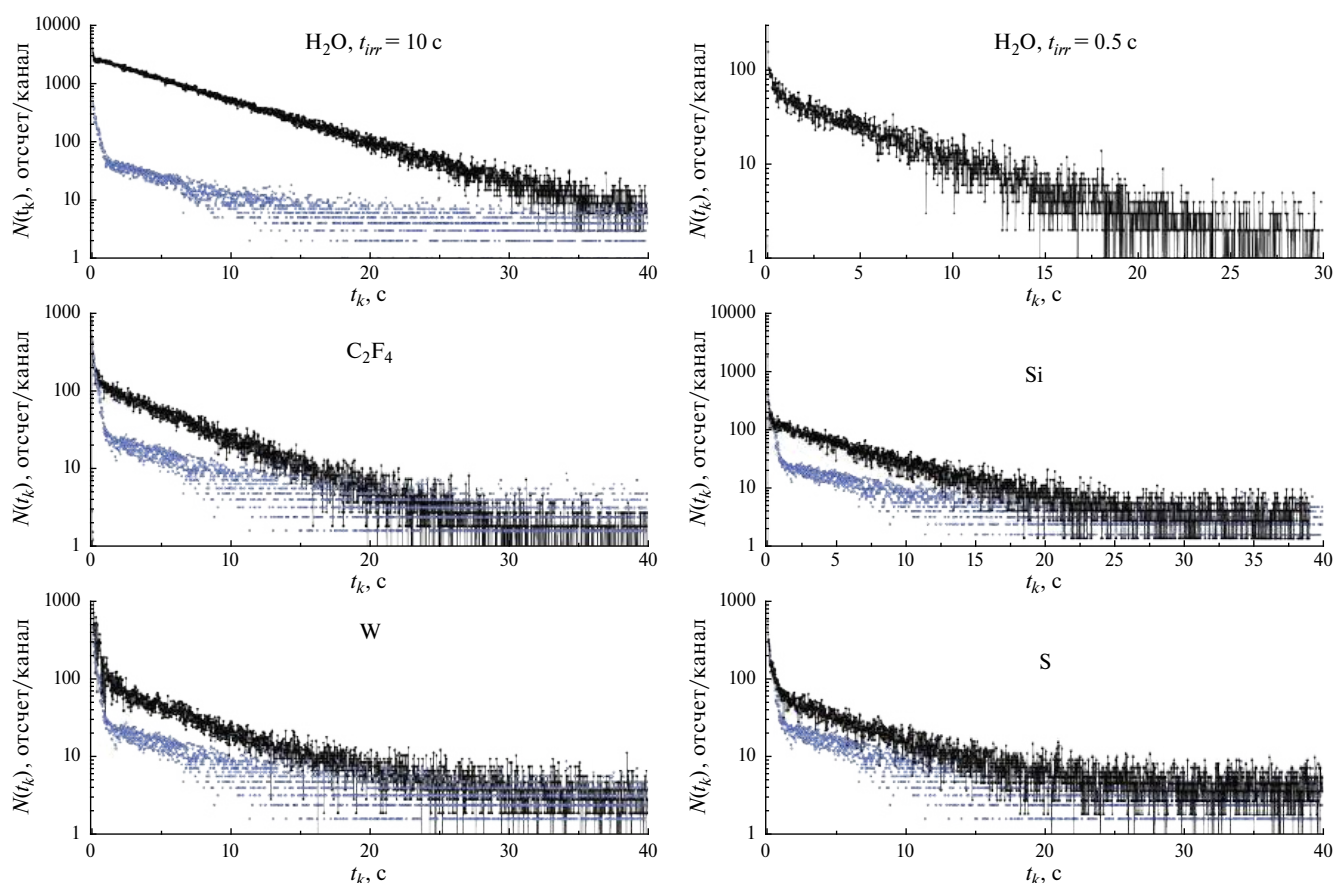


Рис. 6. Кривые спада нейтронной активности при взаимодействии протонов с образцами H_2^{18}O , $(-\text{C}_2\text{F}_4-)_n$, W, Si, S. Время облучения составляет 10 с. Ширина канала анализатора – 0.02 с. Синими кружками показан фон нейтронов, полученный в идентичных экспериментальных условиях, но без мишени-образца.

Таблица 2. Сечения образования ядер ^{17}N при взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами F, Al, Si, S, W, полученные на стационарно установленных мишенях

	Настоящая работа	Работа [1]
Мишень	σ_N , мб	σ_N , мб
F	2.307 ± 0.115	2.03 ± 0.12
Al	0.847 ± 0.042	0.66 ± 0.04
Si	0.354 ± 0.032	0.33 ± 0.02
S	0.442 ± 0.035	0.26 ± 0.02
W	0.459 ± 0.023	0.393 ± 0.023

эффективности детектора нейтронов (5%). Неопределенности в сечении реакции, используемой в качестве монитора потока протонов, не учитывались.

Сравнение данных, полученных в настоящей работе с данными из работы [1], показывает, что сечения на ядрах F, Si, W согласуются в пределах указанных неопределенностей. Значения сечения на ядрах S, Al, полученные в настоящей работе, превышают значения, полученные в работе [1]. Следует отметить, что значение сечения для Al (0.796 ± 0.032 мб), полученное в настоящем эксперименте с использованием пневматического устройства на другой

конфигурации пучка протонов, согласуется с нашими данными, полученными на стационарно установленных мишенях (0.847 ± 0.042 мб). Анализ возможных причин расхождения данных будет проведен при получении сечений во всем диапазоне исследуемых нуклидов.

5.2. Экспериментальные данные, полученные на неколлимированном пучке протонов с использованием пневмопочты для перемещения образцов

В настоящем эксперименте неколлимированный пучок протонов использовался в основном для изучения временных распределений запаздывающих нейтронов на тяжелых ядрах: ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U . Следует отметить, что несмотря на мощную защиту (бетонный блок толщиной 1 м), используемую в настоящем эксперименте, эффект блокировки нейтронного детектора не удалось устранить полностью. Поэтому для введения поправки с целью учесть данный эффект использовалась процедура, описанная выше для случая стационарно установленных мишеней. На рис. 7 показаны кривые спада нейтронной активности, измеренные на ядрах мишени ^{238}U при двух значениях времени облучения образцов: 15 и 180 с. В представленные данные внесена поправка на эффект блокировки детектора. Детальный анализ экспериментальных данных, полученных для мишени ^{238}U , описан в работе [10]. В качестве иллюстрации к настоящему методу ниже приводятся результаты анализа кривых спада нейтронной активности образца ^{238}U , представленные в работе [10].

Анализ измеренных данных был проведен с помощью итерационного метода наименьших квадратов [10] с целью получения оценки фракционных выходов запаздывающих нейтронов. При анализе данных использовалась модель 8-группового представления временного распределения запаздывающих нейтронов [11], в которой постоянные распада отдельных групп ядер-предшественников были фиксированы, а вклад компоненты запаздывающих нейтронов, испускаемых осколками ^{16}C и ^{17}N , образующимися в результате реакции спалейшен, учитывался с помощью введения дополнительных групп с периодами полураспада 0.747 и 4.173 с соответственно. Вклад долгоживущих компонентов ($T_{1/2} = 55.6, 24.5$ и 16.3 с) оценивался на основании данных, полученных

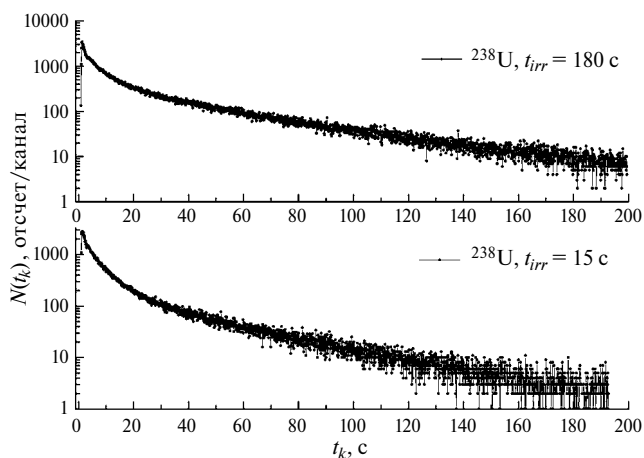


Рис. 7. Кривые спада нейтронной активности при взаимодействии протонов с ядрами ^{238}U . Верхний рисунок: время облучения равно 180 с, ширина канала анализатора — 0.1 с. Нижний рисунок: время облучения равно 15 с, ширина канала анализатора — 0.1 с.

с экспозицией $t_{irr} = 180$ с, а вклад короткоживущих компонентов — на основании данных с $t_{irr} = 15$ с. При анализе данных с $t_{irr} = 15$ с вклады долгоживущих групп были фиксированы. Результаты анализа представлены на рис. 8 и в табл. 3.

В таблице также приводятся данные по относительным выходам запаздывающих нейтронов в 8-групповом представлении, полученные при делении ²³⁸U нейтронами спектра деления [11]. Видно, что настоящие данные значительно отличаются от данных, полученных в реакции деления ²³⁸U быстрыми нейтронами. Значение среднего периода полураспада ($\langle T \rangle = 7.130.12$ с) при делении релятивистскими протонами значительно превышает значение, полученное при низкоэнергетическом делении нейтронами ($\langle T \rangle = 5.320.14$ с). Фракционные выходы запаздывающих нейтронов при взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с урановой мишенью были измерены в работе [1]. Полученные результаты в этой работе представлены в 6-групповом виде. При анализе кривых спада использовались фиксированные значения постоянных распада из работы [12]. Короткоживущая группа запаздывающих нейтронов не учитывалась, поскольку авторы не смогли определить вклад компоненты, обусловленной реакцией ¹²C(p, 4p)⁹Li ($T_{1/2} = 0.178$ с).

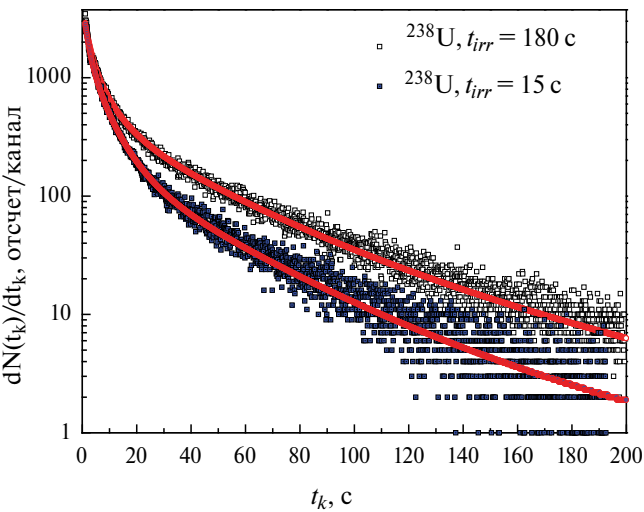


Рис. 8. Результаты оценки временных параметров запаздывающих нейтронов. Точки — экспериментальные данные. Кривые получены в результате оценки временных параметров запаздывающих нейтронов [10].

Значение среднего периода полураспада, полученное в работе [1], составляет 7.450.74 с. Это значение согласуется с результатами настоящей работы: 7.130.12 с. Детальный сравнительный анализ данных по фракционным выходам запаздывающих нейтронов при низкоэнергетическом делении ²³⁸U и при взаимодействии этого ядра с релятивистскими протонами приведен в работе [10].

Таблица 3. Фракционные выходы восьми групп запаздывающих нейтронов при делении ²³⁸U протонами с энергией 1 ГэВ

Ядро-мишень, энергия протонов (нейтронов), фракционные выходы запаздывающих нейтронов	Номер группы, значение периода полураспада и основные ядра-предшественники данной группы запаздывающих нейтронов								Средний период полураспада, с $\langle T \rangle = \sum_{i=1}^8 T_i \cdot a_i$
	1	2	3	4	5	6	7	8	
	55.6 с ⁸⁷ Br	24.5 с ¹³⁷ I	16.3 с ⁸⁸ Br	5.21 с ¹³⁸ I ⁹³ Rb ⁸⁹ Br	2.37 с ⁹⁴ Rb ¹³⁹ I ⁸⁵ As ^{98m} Y	1.04 с ⁹³ Kr ¹⁴⁴ Cs ¹⁴⁰ I	0.424 с ⁹¹ Rb ⁹⁵ Rb	0.195 с ⁹⁶ Rb ⁹⁷ Rb	
²³⁸ U, 1 ГэВ, a_i	0.025 ± 0.001	0.090 ± 0.003	0.068 ± 0.003	0.289 ± 0.005	0.313 ± 0.010	0.157 ± 0.006	0.033 ± 0.005	0.025 ± 0.002	7.13 ± 0.12
²³⁸ U, спектр нейтронов деления, a_i	0.084 ± 0.001	0.104 ± 0.002	0.038 ± 0.008	0.137 ± 0.020	0.294 ± 0.012	0.197 ± 0.002	0.128 ± 0.013	0.0931 ± 0.0034	5.32 ± 0.14

Примечание. Для каждой группы указаны наиболее значимые ядра-предшественники, дающие более 90% полного выхода запаздывающих нейтронов в низкоэнергетическом делении.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан метод и созданная на его основе установка, предназначенная для исследования сечений образования ядер-предшественников запаздывающих нейтронов ${}^9\text{Li}$, ${}^{16}\text{C}$, ${}^{17}\text{N}$ и фракционных выходов запаздывающих нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами мишеней с массовыми числами в диапазоне от 12 до 238. Установка, смонтированная на ионопроводе синхротрона ПИЯФ (Гатчина), позволяет проводить измерения на пучках разной конфигурации. При использовании коллимированного пучка ионов измерения проводятся на стационарно установленных мишенях-образцах. Высокоинтенсивные пучки протонов предполагают использование высокоэффективной защиты детекторов и пневматической системы транспортировки образцов от позиции облучения к детектору нейтронов.

Созданная электронная система накопления экспериментальных данных, построенная на приборах National Instruments, позволяет проводить непрерывную регистрацию числа и энергетических спектров нейтронов во время сеанса облучения, а также временную зависимость спада нейтронной активности после прерывания пучка протонов с высоким временным разрешением и энергетические спектры запаздывающих нейтронов.

В качестве иллюстрации в работе приведены результаты измерений сечений генерации ядер ${}^{17}\text{N}$ на ядрах мишеней F, Al, Si, S, W, а также данные по фракционным выходам запаздывающих нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов с ядрами ${}^{238}\text{U}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dostrovsky I., Davis R.Jr., Poskanzer A.M., Reeder P.L.* // Phys. Rev. 1965. V. 139. P. 1513.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.B1513>
2. *Bernas M., Armbruster P., Benlliure J., Boudard A., Casarejos E., Czajkowski S., Enqvist T., Legrain R., Leray S., Mustapha B., Napolitani P., Pereira J., Rejmund F., Ricciardi M.-V., Schmidt K.-H., Stéphan C., Taieb J., Tassan-Got L., Volant C.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 725. P. 213.
[https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(03\)01576-8](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01576-8)
3. *Roshchenko V.A., Piksaikin V.M., Isaev S.G., Goverdovski A.A.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 014607.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.014607>
4. NUDAT 2.8. URL:
<https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
5. *Пиксайкин В.М., Семенова Н.Н., Мильшин В.И., Рощенко В.А., Королев Г.Г.* // ПТЭ. 2006. № 6. С. 29.
6. *Cumming J.B., Hudis J., Poskanzer A.M., Kaufman S.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 2392.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.2392>
7. National Instruments. URL: <http://www.ni.com/>
8. *Пиксайкин В.М., Рощенко В.А., Королев Г.Г.* // ПТЭ. 2006. № 6. С. 43.
9. *Piksaikin V.M., Kazakov L.E., Isaev S.G., Tarasko M.Z., Roshchenko V.A., Tertytchnyi R.G., Spriggs G.D., Campbell J.M.* // Prog. Nucl. Energy. 2002. V. 41. № 1–4. P. 203.
[https://doi.org/10.1016/S0149-1970\(02\)00012-4](https://doi.org/10.1016/S0149-1970(02)00012-4)
10. *Egorov A.S., Piksaikin V.M., Goverdovski A.A., Gremyachkin D.E., Mitrofanov K.V., Mitrofanov V.F., Samylin B.F., Vaishnene L.A., Moroz F.V., Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A.* // Prog. Nucl. Energy. 2017. V. 97. P. 106.
<https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2017.01.002>
11. *Spriggs G.D., Campbell J.M., Piksaikin V.M.* // Prog. Nucl. Energy. 2002. V. 41. № 1–4. P. 223.
[http://dx.doi.org/10.1016/S0149-1970\(02\)00013-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0149-1970(02)00013-6)
12. *Keepin G.R., Wimett T.F., Zeigler R.K.* // J. Nuclear Energy. 1957. V. 6. P. 1044.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.107.1044>

УДК 53.087.7

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ DD-СИНТЕЗА МЕТОДОМ КОДИРУЮЩИХ ДИАФРАГМ НА УСТАНОВКЕ ИСКРА-5

© 2024 г. И. П. Елин^{a, *}, Н. В. Жидков^{a, **}, Н. А. Суслов^a, В. С. Ильин^a,
Р. В. Гаранин^a, Е. В. Поздняков^a

^aРоссийский федеральный ядерный центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
Россия, 607188, Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37

*e-mail: yelin.ivan.p@gmail.com

**e-mail: zhidkov_nv@mail.ru

Поступила в редакцию 30.08.2023 г.

После доработки 30.08.2023 г.

Принята к публикации 16.10.2023 г.

Для визуализации области прохождения ядерных реакций DD-синтеза использован метод регистрации протонов с энергией $E_p = 3.02$ МэВ, образующихся во втором безнейтронном канале, имеющим равную вероятность с реакцией в нейтронном канале. Приведены результаты регистраций на трековый детектор CR-39 области кумуляции плазмы с помощью двух различных кодирующих диафрагм и результаты оценок количества реакций в мишенях с обращенной короной этим методом.

DOI: 10.31857/S0032816224040049 EDN: NZFZMF

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники нейтронов находят важное применение во многих областях науки и техники, включая ядерный топливный цикл, нейтронно-активационный анализ, разведку полезных ископаемых и нефти и т.д. Среди множества способов получения нейтронов, которые обычно основаны на высокоэнергетических ускорителях и реакторах деления путем распада и расщепления изотопов лазерные источники нейтронов представляют особый интерес и в последнее время привлекают к себе большое внимание.

В исследованиях по лазерному термоядерному синтезу при сжатии капсул DT с прямым [1, 2] или непрямым облучением [3] достигнут выход нейтронов около $5 \cdot 10^{13}$ на 30 кДж на лазере Omega [4]. Следует отметить, что на лазере NIF с энергией 1.8 МДж [5] 8.08.21 г. в эксперименте с криогенной DT-капсулой непрямого

облучения был получен выход DT-нейтронов около $4 \cdot 10^{17}$ [6], а в эксперименте 5.12.22 г. по сообщениям СМИ даже вдвое выше, что соответствует КПД использования энергии лазера более 100%. Однако эти инерциальные схемы сжатия требуют кроме дорогостоящих многоканальных лазерных установок очень высокой степени сходимости оболочки по радиусу (~30 раз), которая часто ухудшается из-за гидродинамических неустойчивостей и нестационарностей лазерной плазмы, а также из-за асимметрии облучения.

С другой стороны, исследователей начала привлекать схема с использованием сферически сходящейся плазмы (spherically convergent plasma fusions scheme, SCPF) [7–10], которая во ВНИИ-ЭФ названа мишенью с обращенной короной (МОК) и исследуется с 80-х годов [11–13]. Эта мишень может стабильно и эффективно производить DD-нейтроны без использования

криогенной техники на материалах, содержащих дейтерий, например CD_2 . В 1987г вышла работа японских авторов по результатам исследований аналогичных мишеней с использованием шести лучей установки ГЕККО 12 [14].

В экспериментах по лазерному термоядерному синтезу большое значение имеет определение параметров сжатого топлива, в частности его формы и размеров. Одной из возможных методов получения этих параметров является регистрация изображений сжатого топлива с помощью нейтронов, протонов и других частиц, возникающих в термоядерных реакциях.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На лазерной установке Искра-5 проведена серия экспериментов с мишенями МОК диаметром 2 мм при толщине стенки полипараксилилена (СН) около 7 мкм с внутренним слоем дейтерированного полиэтилена (CD_2) толщиной в диапазоне от 0.09 до 0.7 мкм на первой гармонике лазерного излучения (ЛИ) — $\lambda_{1\omega} = 1.315$ мкм, энергии ЛИ на мишени 500–700 Дж при длительности лазерного импульса $\tau_{0.5} \approx 0.35 \pm 0.05$ нс. В проведенной серии экспериментов использовались один или два канала установки Искра-5. В корпусе мишени выполнены две пары отверстий диаметром по 500 мкм на взаимно перпен-

дикулярных направлениях для ввода излучения и наблюдения кумулирующей плазмы.

Изображение области кумуляции плазмы регистрировалось камерой-обскурой в сравнительно жестких квантах с энергией $h\nu > 1.5$ кэВ как через диагностические отверстия, так и на обзорных изображениях через стенку мишени.

В экспериментах проводилась отработка метода регистрации изображения области кумуляции плазмы трековым детектором CR-39 в DD-протонах с энергией $E_p = 3.02$ МэВ, возникающих в реакции $D + D \rightarrow T + p + \epsilon(4.03 \text{ МэВ})$, имеющей равную вероятность с нейтронной реакцией $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n + \epsilon(3.27 \text{ МэВ})$, т.е. количество нейтронов и протонов, генерируемых в мишени, должно быть одинаково. Изображения формировались с помощью двух различных кодирующих диафрагм. Одна диафрагма представляла собой большое круглое отверстие диаметром около 400 мкм, что сравнимо с ожидаемым размером области генерации DD-протонов. В этом случае формируется так называемое полутеневое кодированное изображение [15]. Другая диафрагма (мультиобскура) представляла собой регулярный плотноупакованный набор отверстий небольшого диаметра, заметно меньшего ожидаемого размера источника, подобно рентгеновской камере обскуре [16]. Изображение такой диафрагмы представлено на рис. 1. Диафрагма содержит 37 отверстий диаметром примерно по 45 мкм с расстоянием между ними по 400 мкм.

Обе диафрагмы изготовлены из танталовой фольги: диафрагма с большим отверстием из фольги толщиной 100 мкм, а мультиобскура из фольги толщиной 15 мкм. Пробег DD-протонов с энергией 3.02 МэВ в тантале составляет 33 мкм, т.е. протоны полностью тормозятся в диафрагме с большим отверстием и проникают сквозь фольгу мультиобскуры, при этом их энергия уменьшается до 2 МэВ. Однако непосредственно перед трековым детектором установлен Al-фильтр толщиной 50 мкм, пробег же 2 МэВ-протона в Al составляет 42 мкм, т.е. протоны, прошедшие сквозь фольгу диафрагмы мультиобскуры, полностью тормозятся в Al-фильтре. Протоны, прошедшие сквозь отверстия в диафрагмах, в Al-фильтре тормозятся до энергии 1.75 МэВ, благоприятной для регистрации трековым детектором CR-39.

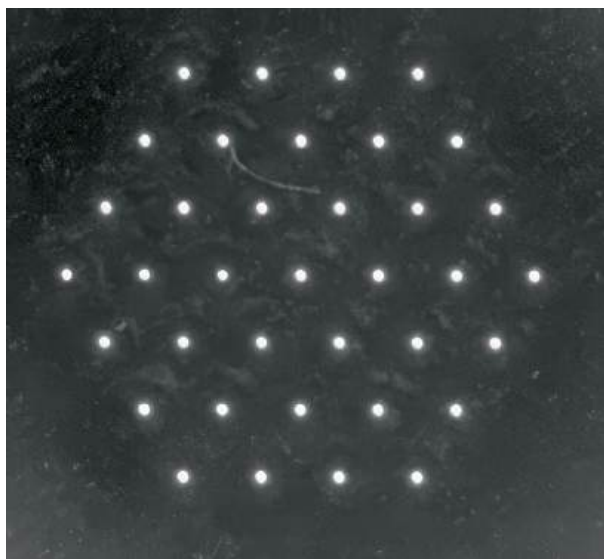


Рис. 1. Изображение мультиобскуры: 1 — МОК-мишень, 2 — регистратор с мультидиафрагмой, 3 — регистратор с диафрагмой с большим отверстием, 4 — индиевый образец, 5–7 — рентгеновские камеры обскуры.

Изображения, зарегистрированные с помощью обеих диафрагм, являются кодированными, поэтому для получения истинного изображения источника необходимо их восстановление. Процедура восстановления для мультиобскуры описана в работе [16]. Изображение за большим отверстием обычно восстанавливают с использованием фурье-анализа. Однако в нашем случае из-за сравнительно небольшого количества треков в изображениях статистические шумы слишком велики для использования фурье-анализа. Поэтому для оценки размеров области, испускающей DD-протоны, мы, предполагая гауссово распределение яркости в источнике излучения, рассчитывали кодированное изображение (свертку) с учетом реального размера отверстия и геометрии регистрации изображения и сравнивали его с экспериментально зарегистрированным изображением. За размер источника принимался подобранный размер с гауссовым распределением, для которого свертка визуальным образом совпадает с экспериментально зарегистрированным изображением без использования каких-либо критериев степени правдоподобия из-за значительных статистических шумов.

Изображения регистрировались с небольшим увеличением в диапазоне от 1.3 до 1.5. Расстояние от мишени до диафрагм составляло около 13 мм. Расположение регистраторов в камере взаимодействия представлено на рис. 2.

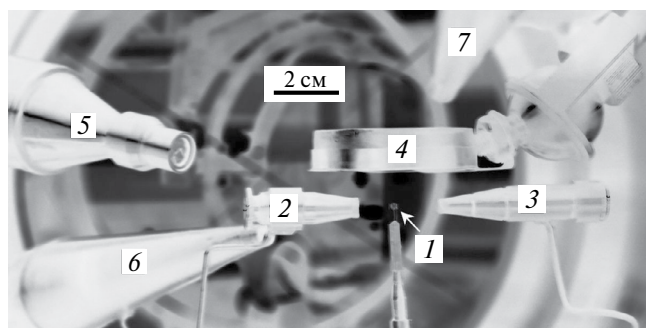


Рис. 2. Расположение регистраторов в камере взаимодействия.

После эксперимента трековые детекторы травились в 6N-растворе NaOH при температуре 75°C в течение примерно 20 ч. Затем трековые детекторы с выявленными треками фотографировались с помощью микроскопа, и проводилась необходимая обработка изображений для определения размеров области, в которой происходит генерация DD-протонов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Примеры зарегистрированных изображений трековых детекторов и результатов их обработки представлены на рис. 3 и 4. Экспериментальные зависимости распределения плотности треков от радиуса на изображениях за отверстием большого диаметра строились относительно центра масс всего набора треков. Отметим, что центр масс характеризуется минимальной суммой квадратов радиусов (моментом инерции)

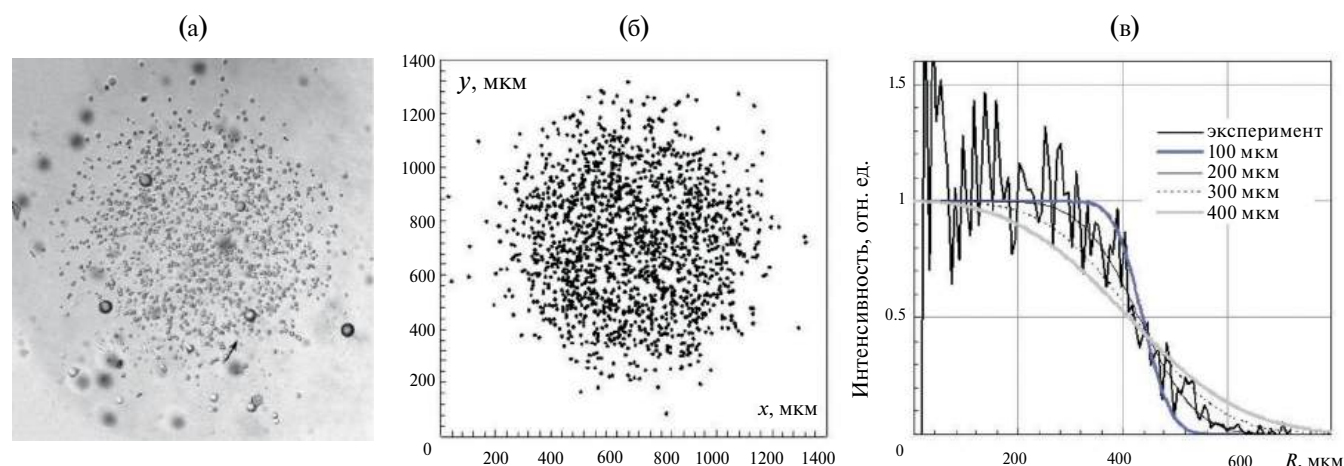


Рис. 3. Пример результата регистрации с помощью отверстия большого диаметра: а — вид трекового детектора с треками протонов, стрелкой указан один из треков, б — координаты треков кодированного изображения, в — сравнение расчетных профилей кодированного изображения для источников с гауссовым профилем различной ширины с экспериментальной зависимостью.

всего набора треков. На графике расчетных профилей кодированного изображения для сравнения с экспериментальной зависимостью приведены расчетные кривые для источников с гауссовым профилем различной ширины. Из графиков следует, что диаметры области, испускающей DD-протоны, на половине

максимальной интенсивности в предположении ее гауссова профиля составляют примерно 200–250 мкм с точностью не хуже ± 50 мкм.

На рис. 4 представлен результат того же эксперимента, который свидетельствует о том, что общее изображение от мультиобскуры на трековом детекторе содержит лишь 29 изображений

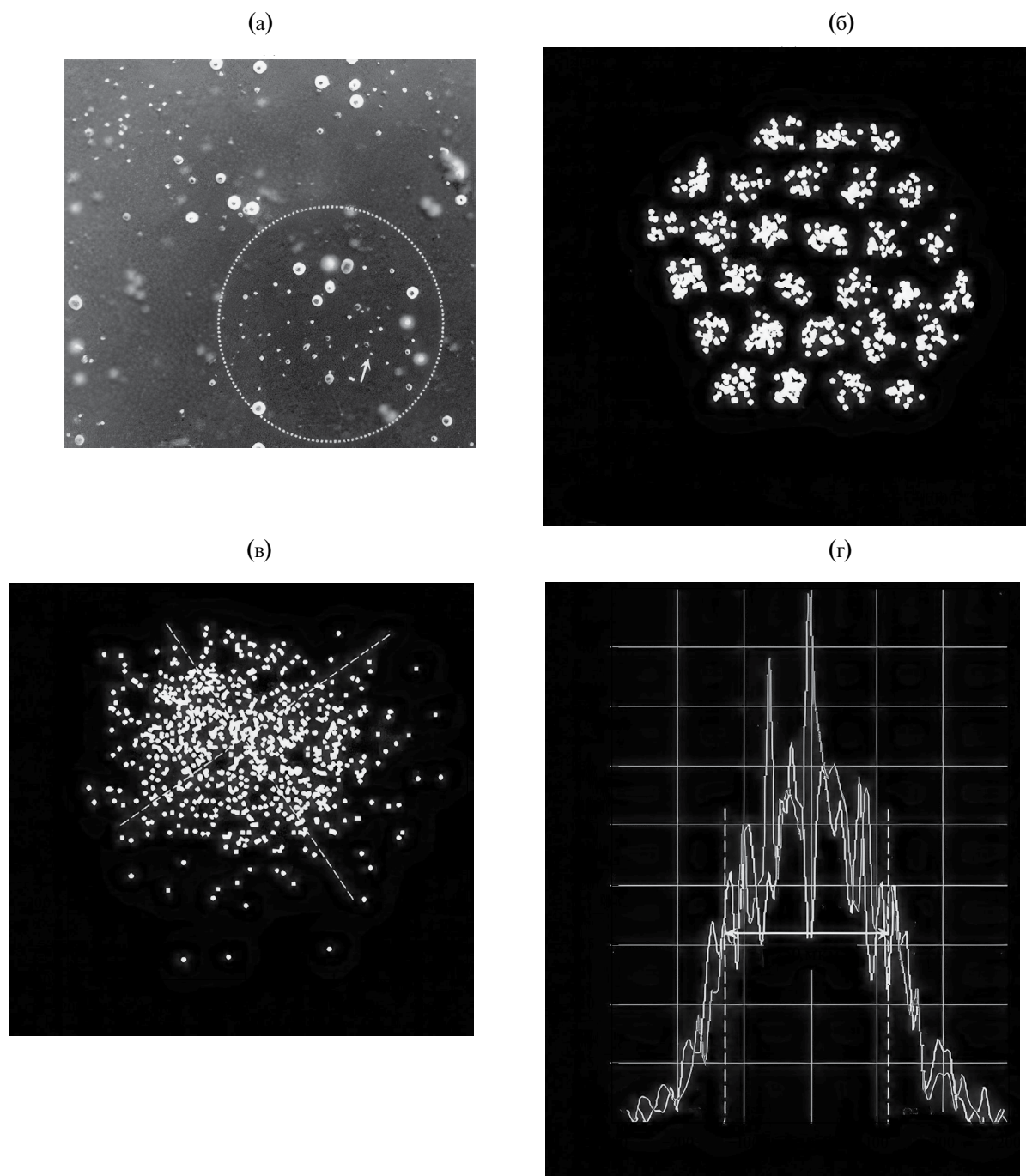


Рис. 4. Пример результата регистрации области кумуляции с помощью мультиобскуры: **а** — вид трекового детектора с группами треков, одна группа окружена пунктирной линией, стрелкой указан трек отдельного протона, **б** — координаты 29 групп треков, **в** — восстановленное изображение области кумуляции плазмы в DD-протонах, **г** — профиль изображения области вдоль штриховых линий на рис. **в**.

из 37 изображений от отдельных отверстий диафрагмы. На рис. 4в на восстановленном двумерном изображении видно, что область, испускающая протоны, несколько “смазана” в одном направлении. Зависимости на рис. 4г показывают, что средний диаметр области составляет примерно 250 мкм, что близко к размеру, полученному от изображения за большим отверстием в пределах погрешностей, что с точностью до тех же ± 50 мкм совпадает с диаметром на полувысоте интенсивности рентгеновских изображений.

Эффективность регистрации протонов трековым детектором CR-39 близка к 100% [15], поэтому количество зарегистрированных в изображениях треков с учетом светосилы используемых диафрагм может быть использовано для определения выхода ядерных реакций DD-синтеза. Выход DD-протонов в предположении их изотропного испускания в проведенных экспериментах по изображениям за диафрагмой с большим отверстием составил $(1-2.4) \cdot 10^7$. В целом же выход протонов систематически примерно в два раза ниже, чем выход нейтронов, измеренный методом прямой активации индия [17]. Эта разница может быть обусловлена тем, что, как показано в работе [15], при регистрации заряженных частиц, в частности протонов, имеются потенциальные источники ошибок из-за изменений траектории при взаимодействии с электрическими и магнитными полями [18], а также в результате рассеяния как на мишени, так и на оборудовании в целом и, кроме того, статистическими погрешностями обработки ограниченного числа регистрируемых событий, особенно в случае мультиобскуры.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность всем сотрудникам установки Искра-5 за подготовку и помощь в проведении экспериментов.

Статья посвящается светлой памяти коллеги и прекрасного экспериментатора Николая Александровича Суслова, внесшего неоценимый вклад в постановку экспериментов, обработку и подготовку результатов для печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McCrory R.L., Meyerhofer D.D., Betti R., et al. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 055503. <https://doi.org/10.1063/1.2837048>
2. Collins T.J.B., Marozas J.A., Anderson S., et al. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 056308. <https://doi.org/10.1063/1.3693969>
3. Lindl J.D., Amendt P., Berger R.L., et al. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 339. <https://doi.org/10.1063/1.1578638>
4. Regan S.P., Goncharov V., Igumenshchev I.V., et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 025001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.025001>
5. Döppner T., Callahan D.A., Hurricane O.A., et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 055001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.055001>
6. Abu-Shawareb H., Acree R., Adams P., et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. P. 075001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.075001>
7. Ren G., Yan J., Liu J., et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 165001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.165001>
8. Abe Y., Sunahara A., Lee S., et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. P. 233506. <https://doi.org/10.1063/1.5016531>
9. Satoh N., Watari T., Nishihara K., et al. // Plasma Fusion Res. 2018. V. 13. P. 2401028. <https://doi.org/10.1585/pfr.13.2401028>
10. Hohenberger M., Meezan N.B., Riedel W.M., et al. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. P. 033544. <https://doi.org/10.1063/5.0040877>
11. Бессараб А.В., Долголева Г.В., Зарецкий А.И. и др. // ДАН СССР. 1985. Т. 282. № 4. С. 857.
12. Бессараб А.В., Гайдаш В.А., Долголева Г.В. и др. // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 716.
13. Гаранин С.Г., Душина Л.А., Елин И.П., и др. // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. С. 759. <https://doi.org/10.1134/S0044451019040199>
14. Daido H., Yamanaka M., Mima K., et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 2195. <https://doi.org/10.1063/1.98937>
15. DeCiantis J.L., Séguin F.H., Frenje J.A., et al. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 043503. <https://doi.org/10.1063/1.2173788>
16. Суслов Н.А. // КЭ. 2000. Т. 30. №8. С. 715. <https://doi.org/10.1070/QE2000v030n08ABEH001796>
17. Елин И.П., Жидков Н.В., Суслов Н.А., Тачаев Г.В. // ПТЭ. 2020. № 2. С. 9. <https://doi.org/10.31857/S003281622002010X>
18. Кравченко А.Г., Литвин Д.Н., Лазарчук В.П., Мургуев В.М., Петров С.И., Сенки А.В., Прянишников И.Г. // ПТЭ. 2004. №2. С. 25.

УДК 539.1.074.55

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14.7 МэВ АЛМАЗНЫМ ДЕТЕКТОРОМ

© 2024 г. С. А. Мещанинов^а, Н. Б. Родионов^{а, *}, А. В. Красильников^{а, **},
В. О. Сабуров^б, Е. И. Казаков^б, А. А. Лычагин^б, С. Н. Корякин^б,
Ю. А. Кашук^а, Р. Н. Родионов^а, В. Н. Амосов^а, А. С. Джурик^а

^аЧастное учреждение Государственной корпорации «Росатом»
Проектный центр ИТЭР
Россия, 123060, Москва, ул. Расплетина, 11, к.2

^бМедицинский радиологический научный центр им. А.Ф. Цыба
Национального медицинского центра радиологии Минздрава России
Россия, 249036, Обнинск, Калужская обл., ул. Королева, 4

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

**e-mail: a.krasilnikov@iterrf.ru

Поступила в редакцию 20.02.2024 г.

После доработки 11.04.2024 г.

Принята к публикации 29.05.2024 г

Представлены результаты экспериментальных исследований характеристик поля нейтронов с энергией 14.7 МэВ, создаваемого портативным нейтронным генератором НГ-14. В измерениях был использован радиометр быстрых нейтронов на основе алмазного детектора. Поток нейтронов из мишени нейтронного генератора проходил через массивный коллиматор из стали. Анализ амплитудных спектров алмазного детектора, обусловленных регистрацией быстрых нейтронов, позволил определить следующие характеристики нейтронного поля: плотность потока прямых нейтронов, плотность потока нейтронов, рассеянных в коллиматоре, и энергетический спектр нейтронного излучения. По полученным энергетическим спектрам рассчитывались керма нейтронного излучения в водном фантоме и мощность дозы рассеянных нейтронов за коллиматором с энергией выше 0.5 МэВ.

DOI: 10.31857/S0032816224040057 EDN: NZDWAK

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно развиваются ядерные медицинские технологии. До 70% онкологических больных нуждаются в том или ином виде лучевой терапии, причем для 25% больных целесообразно использовать плотно ионизирующее излучение — излучение нейтронов, протонов и тяжелых ионов. Воздействие таким излучением обладает более высокой биологической эффективностью на некоторых видах опухолей, плохо поддающихся лечению традиционными для онкологии электронным, γ - и рентгеновским излучением. В настоящее время имеется повышенный интерес

к использованию нейтронов в клинической практике [1].

При воздействии нейтронного излучения возможность повышения дозы на опухоль ограничена допустимой лучевой нагрузкой на окружающие здоровые ткани и органы. Отсюда вытекает необходимость развития и улучшения методов контроля за величиной отпускаемой дозы и ее пространственным распределением. Использование детекторов и дозиметров, использующих в качестве чувствительного элемента синтетический алмаз (алмазных детекторов), имеет очевидные преимущества: повышенную радиационную

стойкость, миниатюрность, тканеэквивалентность, стабильность чувствительности, энергетическую зависимость отклика детектора, позволяющую измерять спектральный состав излучения и изменять энергетический диапазон регистрации частиц.

В данной работе проведено экспериментальное исследование пространственного распределения нейтронов с энергией 14.7 МэВ из мишени портативного нейтронного генератора НГ-14 с помощью алмазного детектора и проведен расчет мощности дозы нейтронного излучения. Измерения были выполнены в МРНЦ им. А.Ф. Цыба – филиал ФГБУ “НМИЦ радиологии” Минздрава России.

2. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ГЕНЕРАТОРА НГ-14 И МОЩНОСТИ ДОЗЫ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Измеритель мощности дозы состоит из компактного алмазного детектора, предусилителя, кабеля, блока обеспечения, аналого-цифрового преобразователя (АЦП), блока обработки данных, системы визуализации измерений. Блок обработки данных детектора включает в себя алгоритм восстановления нейтронного спектра из амплитудных спектров алмазного детектора для последующего расчета поглощенной дозы и позволяет учитывать вклад нейтронов, рассеянных в стальном коллиматоре. Расчет эффективной дозы по амплитудным спектрам алмазного детектора проводится численными методами. В качестве основы численной модели выбран алгоритм машинного обучения “линейная регрессия”.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментально определены плотности потока нейтронов с энергией 14.7 МэВ с использованием стального коллиматора: плотности потока прямых (не рассеянных) нейтронов из мишени нейтронного генератора и рассеянных коллиматором нейтронов, а также профиль нейтронного потока на различных расстояниях от коллиматора при перемещении детектора в двух взаимно перпендикулярных направлениях в одной плоскости и на разных расстояниях от оси нейтронного генератора. По результатам измерений определено пространственное

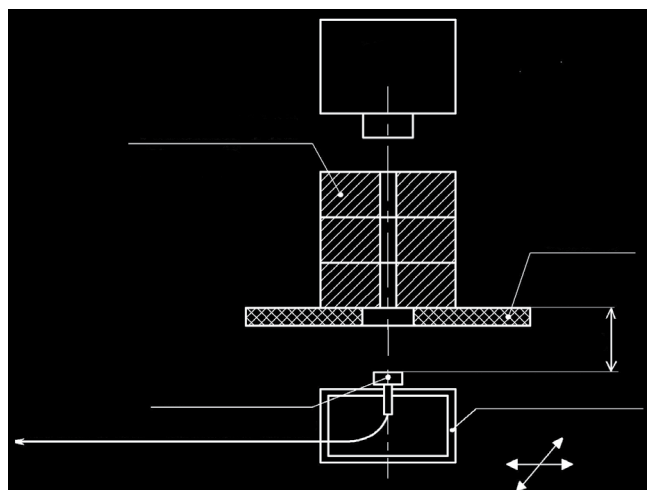


Рис. 1. Схема измерения со стальным коллиматором на генераторе НГ-14.

распределение нейтронного излучения для эффективного планирования и использования результатов в последующей практике проведения лучевой терапии.

При проведении измерений использовалось оборудование нейтронной лаборатории в следующем составе: нейтронный генератор НГ-14, укомплектованный нейтронной трубкой ГНТ1–80, коллиматор, установленный на подставке, система перемещения алмазного детектора. Геометрия эксперимента представлена на рис. 1. К консоли крепления корпуса нейтронного генератора на шпильках подвешена плоская подставка толщиной 20 мм, на которую установлен цилиндрический коллиматор диаметром 190 мм, высотой 298 мм с отверстием диаметром 28 мм, состоящий из трех равных частей/цилиндров. Алмазный детектор с предусилителем закреплен в системе перемещения с дистанционным управлением и установлен на минимально возможном расстоянии (2 мм) от нижней поверхности подставки. В процессе измерений перемещение детектора осуществляется в двух перпендикулярных направлениях: слева направо и сверху вниз на трех различных расстояниях от тела коллиматора. Измерения проводились в контрольных точках, как показано на рис. 2.

Режим работы генератора следующий: $U = 130$ кВ, $I = 1.3$ мА. Нейтронный выход генератора НГ-14 в течение всего эксперимента определялся с помощью детектора-монитора на базе электрометра ДКС-АТ5350/1, калибровка которого проводилась методом

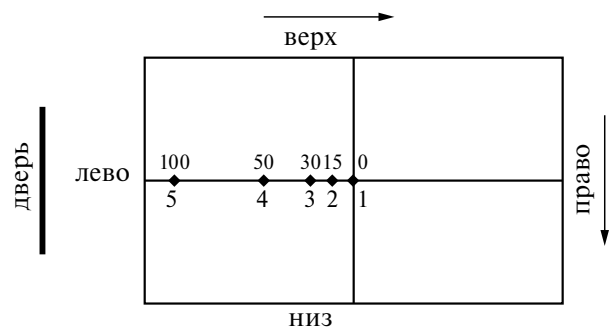


Рис. 2. Контрольные точки, в которых проводились измерения спектров отклика.

нейтрон-активационного анализа на изотопах Al-27 и Si-28. Образцы из Al и Si облучались нейтронами в заданных точках. Активность облученных образцов измерялась гамма-спектрометром с блоком детектирования БДЭГ2–22, при этом использовались амплитудно-цифровой преобразователь АЦП-USB-8K-B1 и программное обеспечение SpectraLine 1.6.8420. Калибровка спектрометра проводилась источниками гамма-излучения (ОСГИ) ^{60}Co , ^{22}Na , ^{154}Eu . Детектор устанавливался на системе перемещения в соответствии со схемой на рис. 1 с погрешностью ± 2 мм для линейных размеров до нейтронного генератора. Чувствительность детектора составила $1.0 \cdot 10^{-4}$ см². Минимальное напряжение смещения без искажений спектра для алмазного детектора составило 200 В.

Измерялся амплитудный спектр алмазного детектора, определяемый реакцией $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$, при воздействии прямых нейтронов – как вылетевших непосредственно из мишени нейтронного генератора, так и упруго рассеянных в канале коллиматора (попадающих в энергетический диапазон 13.5–15 МэВ). Кроме того, определялась

и мощность дозы в тени коллиматора, при этом устанавливался энергетический порог регистрации нейтронов около 0.5 МэВ. Время экспозиции при наборе спектров устанавливалось так, чтобы количество полезных событий было не менее 1000. Это обеспечило статистическую погрешность измерения не более 3%.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Амплитудный спектр измерялся в разных точках при перемещении алмазного детектора относительно оси нейтронного генератора, при этом контролировались скорости счета импульсов в пике реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$. Результат измерения представлен в виде гистограмм амплитудного спектрального отклика детектора на поток нейтронов с энергией 14.7 МэВ от генератора НГ-14. Полученные профили амплитудного спектрального отклика детектора обрабатывались с помощью программного обеспечения OriginPro 8 SRO.

По измеренному отклику от быстрых нейтронов в поле излучения нейтронного генератора НГ-14 с использованием стального коллиматора определены следующие характеристики:

- плотности потока прямых нейтронов по ядерной реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$;
- плотности потока рассеянных в коллиматоре нейтронов;
- мощность дозы рассеянных нейтронов за коллиматором с энергией выше 0.5 МэВ.

Результаты измерений скоростей счета и плотности потока нейтронов в зависимости от расстояния до оси коллиматора для алмазного детектора представлены в табл. 1.

Таблица 1. Скорости счета и плотности потока нейтронов, рассчитанные по ядерной реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$ в зависимости от расстояния до оси коллиматора для алмазного детектора

№ измерения / точки	Расстояние до оси, мм	Скорость счета, определяемая реакцией $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$, с ⁻¹	Плотность потока нейтронов с энергией 13.5–15 МэВ, с ⁻¹ · см ⁻²	Отношение плотностей потока нейтронов с энергией 13.5–15 МэВ к потоку нейтронов на оси коллиматора с такой же энергией, %
1	0	23.44	$2.41 \cdot 10^5$	100.0
2	15	9.85	$1.01 \cdot 10^5$	41.8
3	30	1.83	$1.82 \cdot 10^4$	7.6
4	50	0.92	$0.91 \cdot 10^4$	3.8
5	100	0.29	$0.29 \cdot 10^4$	1.2

В табл. 2 представлены следующие характеристики поля нейтронного генератора НГ-14, определенные по результатам измерений:

- средние значения плотности потока нейтронов на плато профиля плотности нейтронного потока на различных расстояниях от коллиматора при перемещении в двух взаимно перпендикулярных направлениях;
- средние границы плато профиля нейтронного потока на различных расстояниях от коллиматора при перемещении в двух взаимно перпендикулярных направлениях;
- положение эффективного центра источника нейтронов, полученное из линейной аппроксимации положения границ и центра плато профиля плотности нейтронного потока относительно оси генератора.

Средние значения плотности потока нейтронов на плато профиля плотности нейтронного потока на различных расстояниях от коллиматора при перемещении в двух взаимно перпендикулярных направлениях приведены на рис. 3. На рисунке также указаны средние границы плато профиля плотности нейтронного потока на различных расстояниях от коллиматора при перемещении в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Проведены расчеты транспорта нейтронного излучения от мишени нейтронного генерато-

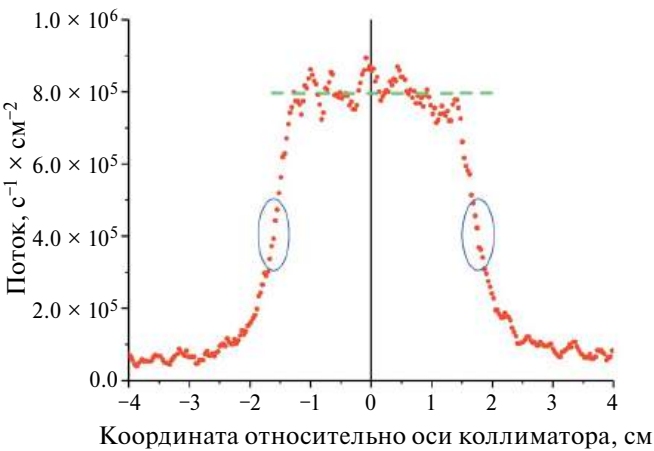


Рис. 3. Профиль нейтронного потока, полученный из спектрального отклика алмазного детектора с определением среднего значения плотности нейтронного потока на плато профиля (отмечено зеленым цветом) и с определением средних границ плато профиля (отмечено синим цветом).

ра через стальной коллиматор. Для проведения расчетов был использован открытый код OpenMC [2], аналогичный по своим возможностям коду MCNP [3]. OpenMC позволяет проводить моделирование переноса нейтронного излучения в трехмерной геометрии методом Монте-Карло. В результате было получено пространственное распределение плотности нейтронного потока в окрестности коллиматора, а также энергетические спектры нейтронов. На рис. 4 представлены расчетные нейтронные спектры от нейтронного генератора НГ-14 за свинцовой пластиной, установленной для подавления γ -излучения для различных рассто-

Таблица 2. Параметры профилей нейтронного потока, измеренные алмазным детектором при испытаниях на нейтронном генераторе НГ-14

Расстояние до коллиматора, мм	Направление движения	Среднее значение плотности нейтронного потока на плато нейтронного профиля, $10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$	Нейтронный выход, вычисленный по среднему значению нейтронного потока на плато, 10^9 с^{-1}	Левая средняя граница плато профиля плотности нейтронного потока, мм	Правая средняя граница плато профиля плотности нейтронного потока, мм	Средний центр плато профиля плотности нейтронного потока, мм
26	Вдоль поперек	2.44	3.58	-19.5	15	-2.3
		2.38	3.50	-17.8	16.9	-0.5
76	Вдоль поперек	1.82	3.51	-22.5	17.5	-2.5
		1.82	3.51	-19.1	20.3	0.6
126	Вдоль поперек	1.49	3.66	-23.8	19.0	-2.4
		1.37	3.36	-21.5	22.5	0.5

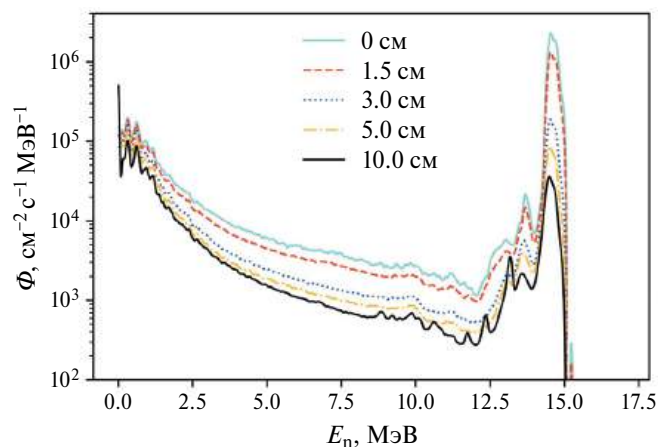


Рис. 4. Расчетные спектры нейтронного излучения от нейтронного генератора за свинцовой пластиной на расстоянии 0, 1.5, 3, 5 и 10 см от оси коллиматора.

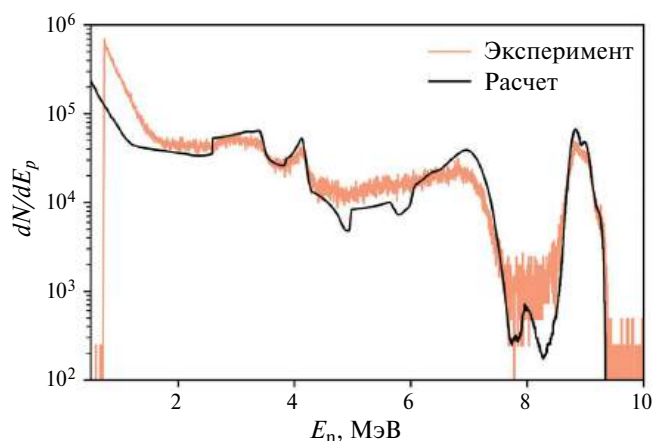


Рис. 5. Сравнение экспериментально измеренного и расчетного амплитудных спектров алмазного детектора, расположенного на оси коллиматора.

ний от оси коллиматора. Из графика следует, что по мере удаления от оси коллиматора существенно ослабляется поток нейтронов с энергией 14 МэВ.

В работе [4] проводилось моделирование функции отклика $K(E_p, E)$ алмазного детектора. Функция отклика позволяет по известному энергетическому спектру нейтронного излучения $F(E)$, попадающему на алмазный детектор, рассчитать амплитудный спектр dN/dE_p алмазного детектора:

$$\frac{dN}{dE_p} = \int_0^{+\infty} K(E_p, E) F(E) dE. \quad (1)$$

Для рассчитанных на ПК энергетических спектров нейтронов по формуле (1) были

рассчитаны амплитудные спектры алмазного детектора. Сравнение расчетного и экспериментально измеренного амплитудных спектров в случае положения детектора на оси коллиматора представлено на рис. 5. Как видно на рисунке, амплитудные спектры находятся в хорошем согласии при энергии продуктов реакции (ядер отдачи и α -частиц) более 2 МэВ. При более низких энергиях есть существенные расхождения. Тем не менее полученная функция отклика может быть успешно использована для восстановления энергетического спектра быстрых нейтронов.

6. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ С ПОМОЩЬЮ АЛМАЗНОГО ДЕТЕКТОРА

Наличие функции отклика детектора, устанавливающей связь между амплитудным спектром детектора и нейтронным спектром, позволяет решить обратную задачу и восстановить спектр нейтронов по измерениям алмазного спектрометра. Вводя сетку по энергии нейтронов E_i и продуктов ядерных реакций E_{pi} и проводя интегрирование по каждому энергетическому интервалу, получим дискретный аналог выражения (1):

$$\bar{N}_i = \sum_j K_{ij} f_j, \quad (2)$$

где $\bar{N}_i$ — среднее число отсчетов в i -м энергетическом канале, f_j — плотность потока нейтронов в j -й энергетической группе. Реальное число отсчетов в канале является случайной величиной, имеющей распределение Пуассона с параметром $\bar{N}_i$. Тогда групповой спектр нейтронов f может быть восстановлен по измерениям детектора N с помощью метода максимального правдоподобия (ММП) [5]. Функция правдоподобия для амплитудного спектра алмазного детектора имеет вид

$$L(N|f) = \prod_i \frac{(\bar{N}_i)^{N_i}}{N_i!} e^{-\bar{N}_i}, \quad (3)$$

где N_i — число отсчетов в i -м канале, полученное в результате измерения, $\bar{N}_i$ — математическое ожидание числа отсчетов при заданном нейтронном спектре f , рассчитываемое по формуле (2). Искомый групповой нейтронный спектр

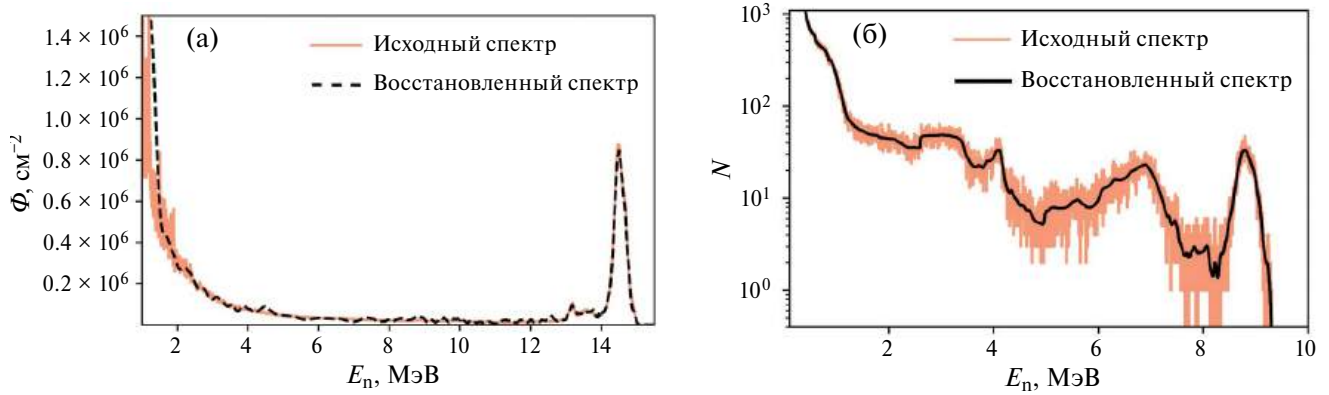


Рис. 6. Сравнение исходного и восстановленного спектров нейтронов (а) и соответствующих амплитудных спектров (б). Синяя линия – исходные спектры, красная – восстановленные.

является решением задачи максимизации функции правдоподобия:

$$f_{ML} = \arg \max_f L(N|f). \quad (4)$$

Уравнение (4) при функции правдоподобия (3) может быть эффективно решено с помощью ЕМ-алгоритма [6]. Этот итерационный алгоритм генерирует последовательность оценок вектора f , монотонно сходящуюся к решению f_{ML} , которое наиболее точно соответствует наблюдаемым данным. Согласно ЕМ-алгоритму, групповой спектр в i -й энергетической группе на $(k + 1)$ -й итерации будет равен

$$f_m^{(k+1)} = \frac{f_i^{(k)}}{s_i} \sum_j \frac{N_j}{z_j} K_{ji}, \quad (5)$$

$$z_j = \sum_m K_{jm} f_m^{(k)},$$

$$s_j = \sum_j K_{ji}.$$

Задача отыскания группового спектра f по результатам измерений детектора в общем случае является некорректно поставленной [7]. При решении таких задач необходимо использовать априорную информацию об искомых величинах. В качестве априорной информации можно требовать гладкость решения. В нашем случае гладкость решения может быть введена с помощью сглаживающего оператора M , применяемого после каждой итерации (5):

$$f_i^{smooth} = \sum_j M_{ij} f_j.$$

Сглаживание проводится усреднением значений потоков в соседних энергетических группах:

$$M_{i,i-1} = 0.25,$$

$$M_{i,i} = 0.5,$$

$$M_{i,i+1} = 0.25.$$

Проведем тестирование алгоритма восстановления нейтронного спектра на модельной задаче. В качестве нейтронного спектра возьмем спектр нейтронов на удалении 10 см от оси коллиматора непосредственно за свинцовой пластиной (см. рис. 4). С помощью функции отклика по формуле (2) рассчитаем ожидаемый амплитудный спектр для времени экспозиции 3000 с. Затем сгенерируем реализации количества отсчетов в каждом канале детектора – реализации случайных величин из распределения Пуассона. По этим модельным амплитудным спектрам проведем восстановление нейтронного спектра (рис. 6).

На рис. 6 видно, что предложенный подход позволяет достаточно хорошо восстанавливать спектр нейтронов в широком диапазоне энергий при наличии достаточно точной функции отклика алмазного детектора. Предложенный алгоритм достаточно устойчив к статистическим погрешностям измерений.

Также было проведено восстановление энергетического спектра нейтронов на оси коллиматора за свинцовой пластиной по экспериментальным данным. Для достижения сходимости потребовалось 200 итераций. На рис. 7 приведено сравнение расчетного спектра нейтронов на оси коллиматора и восстановленного спектра. Также на рис. 7 приведено сравнение экспериментального амплитудного спектра и рассчитанного по восстановленному нейтронному

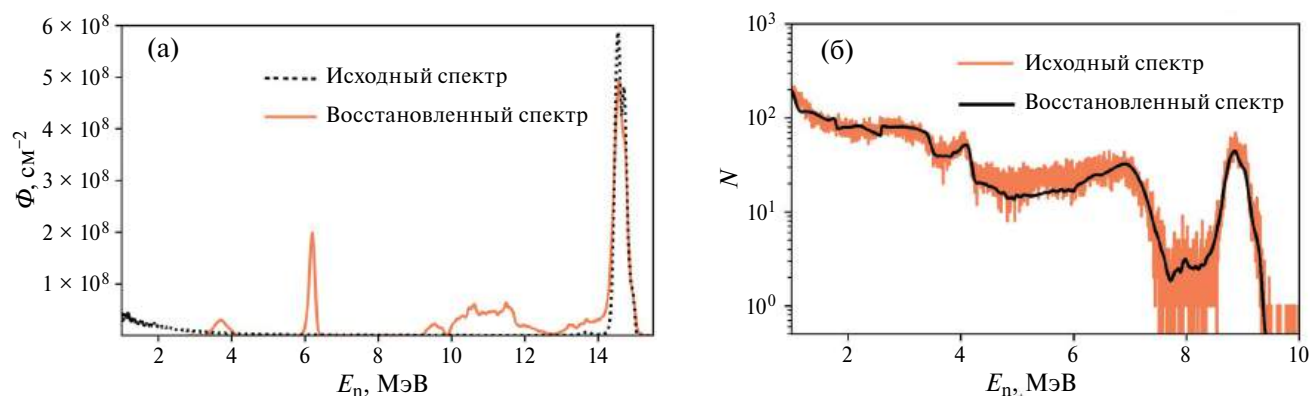


Рис. 7. Сравнение расчетного и восстановленного спектров нейтронов (а) и экспериментального и расчетного амплитудных спектров (б). Красная линия – восстановленные, синяя – исходные (экспериментальные) спектры.

спектру. На рисунках видно, что восстановленный спектр нейтронов хорошо согласуется с расчетным в области высоких энергий (более 13 МэВ). При меньших энергиях наблюдаются артефакты. Наиболее вероятная причина их появления – неточность функции отклика алмазного детектора для некоторых реакций (например $(n, 3\alpha)$ и упругого рассеяния). Также важно отметить, что расчетный спектр нейтронов может быть достаточно неточным в области низких энергий. Тем не менее описанный подход хорошо применим для спектрометрии нейтронов в окрестности энергии 14 МэВ.

7. РАСЧЕТ КЕРМЫ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОДЕ

При известном нейтронном спектре $f(E)$ керма нейтронного излучения может быть рассчитана по формуле

$$K = \sum_i K_i f_i, \quad (6)$$

где K_i – керма-фактор для некоторого вещества в i -й энергетической группе; f_i – флюенс нейтронов в i -й энергетической группе. Керма-факторы для некоторых веществ могут быть взяты из ICRU26 [8, 9]. Керма-факторы для воды в диапазоне энергий от 0.1 до 30 МэВ представлены на рис. 8.

По расчетным нейтронным спектрам для пяти положений детектора была рассчитана керма нейтронного излучения с энергией более 13.5 МэВ по формуле (6) (см. табл. 3, расчетная керма). Также было проведено восстановление энергетических спектров, измеренных алмазным детектором. Восстановление проводилось методом максимального правдоподобия, как описано в предыдущем разделе. По полученным нейтронным спектрам рассчитывалась керма нейтронного излучения по формуле (6), представленная в табл. 3 (восстановленная доза). Как следует из табл. 3, кермы нейтронного излучения, полученные из расчетов нейтронных спектров в ходе моделирования эксперимента и восстановленные по измерениям алмазного детектора, в целом согласуются. Существенная погрешность наблюдается для расстояний от оси 1.5 см и 10 см. В первом случае такое расхождение может быть обусловлено различиями в положении детектора в расчетной модели и эксперименте, так как эта точка находится на границе отверстия коллиматора, и малая неточность в положении будет приводить к большим изменениям нейтронного потока. В последнем случае плотность потока нейтронов довольно низкая – получено 89 отсчетов,

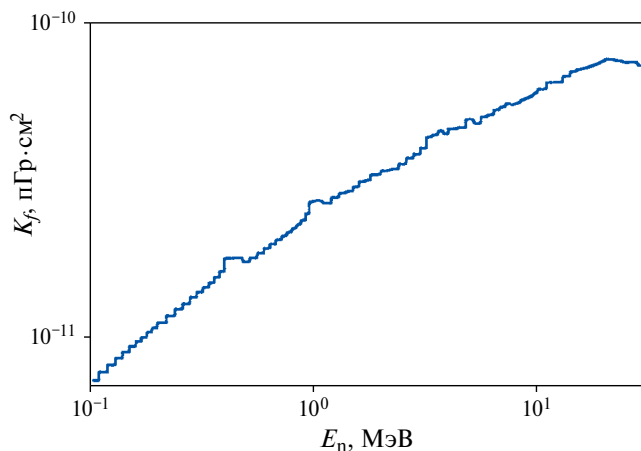


Рис. 8. Зависимость керма-факторов для нейтронного излучения в воде от энергии.

Таблица 3. Сравнение расчетной и восстановленной кермы нейтронов ($E_n > 13.5$ МэВ) в воде

Расстояние до оси коллиматора, см	Число отсчетов детектора в реакции (n, α)	Расчетная керма, мГр	Восстановленная керма, мГр	Относительная ошибка, %
0	7033	15.08	15.80	4.5
1.5	2958	7.29	6.796	7.2
3.0	547	1.31	1.233	6.2
5.0	280	0.603	0.593	1.7
10	89	0.268	0.197	26

соответствующих (n, α)-реакции, что обуславливает высокую погрешность измерений.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были измерены амплитудные спектры алмазного детектора под действием нейтронного излучения нейтронного генератора НГ-14. Алмазный детектор располагался за коллиматором в нескольких позициях. Проведено моделирование переноса нейтронного излучения нейтронного генератора методом Монте-Карло с помощью кода OpenMC. По полученным расчетным спектрам были рассчитаны теоретические амплитудные спектры алмазного детектора, которые в целом хорошо согласуются с экспериментально измеренными.

Предложена методика восстановления энергетического спектра быстрых нейтронов по измерениям алмазного детектора с помощью метода максимального правдоподобия. Продemonстрирована возможность восстановления спектра быстрых нейтронов в окрестности энергии 14 МэВ. Для расширения энергетического диапазона требуется уточнение функции отклика алмазного детектора.

Проведено восстановление кермы нейтронного излучения с энергией более 13.5 МэВ в воде по измерениям алмазного детектора. Значения восстановленной кермы хорошо согласуются с полученными значениями в ходе моделирования нейтронных спектров.

Типичный диапазон измерения мощности дозы нейтронов дозиметра (в алмазе) составляет 0.01–10 Гр/с. Динамический диапазон может быть увеличен с помощью применения

нескольких детекторов и увеличения времени экспозиции в областях со слабым нейтронным потоком. Положение центра области облучения и распределение мощности дозы в нейтронном пучке можно измерять с пространственным разрешением порядка 1 мм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лычагин А.А.* // Медицинская техника. 2014. Т. 1(283). С. 7.
2. *Romano P.K., Horelik N.E., Herman B.R. et al.* // Ann. Nucl. Energy. 2015. V. 82. P. 90.
<https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.07.048>
3. *Goorley T., James M., Booth T. et al.* // Nuclear Technology. American Nuclear Society. 2012. V. 180. № 3. P. 298.
<https://doi.org/10.13182/NT11-135>
4. *Amosov V.N., Meshaninov S.A., Rodionov N.B., Rodionov R.N.* // Diam Relat Mater. 2011. V. 20(8). P. 1239.
<https://doi.org/10.1016/j.diamond.2011.07.004>
5. *Крянев А.В., Лукин Г.В., Удумян Д.К.* Метрический анализ и обработка данных. Москва: Физматлит. 2012.
6. *Shepp L.A., Vardi Y.* // IEEE Trans Med Imaging. 1982. V. 1. № 2. P. 113.
<https://doi.org/10.1109/TMI.1982.4307558>
7. *Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов А.В., Ягола А.Г.* Численные методы решения некорректных задач. Москва: Наука, 1990.
8. *Caswell, R. S., Coyne, J. J., Randolph M. L.* // The International Journal of Applied Radiation and Isotopes. 1982. V. 33. №11. P. 1227.
[https://doi.org/10.1016/0020-708X\(82\)90246-0](https://doi.org/10.1016/0020-708X(82)90246-0)
9. *Dennis J.A.* // International Journal of Radiation Biology and Related Studies in Physics. Chemistry and Medicine. 1978. V. 33. № 1. P. 103.
<https://doi.org/10.1080/09553007714551571>

УДК 53.08, 681.2

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ВЫХОДА БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОСКОГО ИСТОЧНИКА

© 2024 г. С. Г. Новиков^а, А. В. Беринцев^а, А. С. Алексеев^{а, *}, А. В. Жуков^а,
Р. А. Кузнецов^а, К. С. Бобровская^а, А. А. Черторийский^б, В. В. Приходько^{а, **}

^аУльяновский государственный университет
Россия, 432017, Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42

^бУльяновский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова Российской академии наук
Россия, 432017, Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2

*e-mail: granik@ya.ru

**e-mail: vp@ulsu.tech

Поступила в редакцию 07.10.2023 г.

После доработки 21.12.2023 г.

Принята к публикации 09.01.2024 г.

Разработана и исследована система для измерения пространственного распределения плотности потока бета-излучения с поверхности источника ионизирующего излучения. Основой измерительной системы является зондовый сенсорный элемент на основе сцинтилляционного оптического волокна, выходной оптический сигнал с которого поступает на вход счетчика фотонов и далее обрабатывается микроконтроллером. Методом численного моделирования с использованием программных библиотек Geant4 проведен расчет параметров чувствительности сенсорного элемента при измерении потока бета-излучения с поверхности плоского источника на базе изотопа ^{63}Ni . Экспериментально исследованы пространственное распределение выхода бета-электронов источника размером $1 \times 1 \text{ см}^2$ и зависимость чувствительности зонда от расстояния до источника. Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с результатами модельного расчета.

DOI: 10.31857/S0032816224040069 EDN: NYXVLB

1. ВВЕДЕНИЕ

При изготовлении бета-источников ионизирующего излучения на основе различных изотопов возникает задача оценки величины поверхностного выхода бета-электронов и степени его равномерности. При этом требуется достаточно высокая скорость и точность измерений.

Практически все современные измерители способны оценивать интегральный выход бета-излучения и не позволяют качественно и количественно измерять пространственное распределение плотности потока бета-излучения

с поверхности источника, в том числе и произвольной формы.

При решении задачи измерения выхода бета-электронов с поверхности источников ионизирующего излучения перспективным направлением является разработка волоконно-оптических датчиков на базе различных сцинтилляторов [1, 2]. Как показывает практика, подобные датчики обладают достаточным быстродействием, высокой радиационной чувствительностью, низкой чувствительностью к механическим деформациям и изменениям температуры [3–5], а также позволяют

изготавливать сенсорные элементы различных конфигураций [6, 7]. Получение измерительной информации с таких датчиков не требует применения развитых методов анализа спектротрических характеристик и дорогостоящего рефлектометрического оборудования.

Чувствительное к ионизирующему излучению оптическое волокно, применяемое в таких системах, включает сердцевину, выполненную из сцинтилляционного материала, которая продуцирует оптическое излучение – оптический сигнал. Интенсивность оптического сигнала пропорциональна величине радиационного воздействия (мощности дозы). Для защиты от внешнего оптического излучения сцинтилляционное волокно помещается в светонепроницаемую оболочку и соединяется с транспортным оптическим волокном, по которому полученный сцинтилляционный оптический сигнал передается к фотоприемнику [8, 9].

Недостатком известных конструкций таких датчиков является невозможность селекции падающего на чувствительный элемент радиационного излучения по телесному углу, что не позволяет определить величину ни полного выхода излучения с поверхности радиационного источника, ни выхода излучения с его отдельно взятого участка.

В настоящей работе предлагается подход к конструированию сцинтилляционного датчика, направленный на повышение точности измерения пространственного распределения плотности потока бета-излучения с поверхности плоского источника ионизирующего излучения.

2. КОНСТРУКЦИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Сенсорный элемент оптоволоконной дозиметрической системы [10] (рис. 1), представляет собой светонепроницаемый корпус 2, выполненный в виде металлического полого цилиндра с зеркальной внутренней поверхностью, обеспечивающий физическую защиту от бокового проникающего бета-излучения, в который помещено сцинтилляционное оптическое волокно 1, входной торец которого отполирован заподлицо со светонепроницаемым корпусом, а выходной торец волокна соединен с оптическим разъемом 3, выполненным единым

совместно с корпусом. К оптическому разъему подключается транспортное волокно, соединяющее сенсорный элемент со входом счетчика фотонов. В конструкции сенсорного элемента оптоволоконной дозиметрической системы применяется сцинтилляционное волокно “Saint-Gobain” BSF-60 с диаметром сердцевины 0.25 мм.

Такой сенсорный элемент предназначен для использования совместно с оптоволоконной дозиметрической системой, показанной на рис. 2. В ее состав входят: сенсорный элемент 4 (см. рис. 1), транспортное оптическое волокно 5, счетчик фотонов 6 и микроконтроллерная система 7. Сенсорный элемент находится в зоне воздействия ионизирующего излучения. Транспортное оптическое волокно 5 соединяет сенсорный элемент 4 со счетчиком фотонов 6, сигналы которого предварительно обрабатывает микроконтроллерная система 7. В качестве счетчика фотонов в настоящей работе использовался модуль счета одиночных фотонов COUNT(R) BLUE компании Laser Components, представляющий собой устройство с высокой

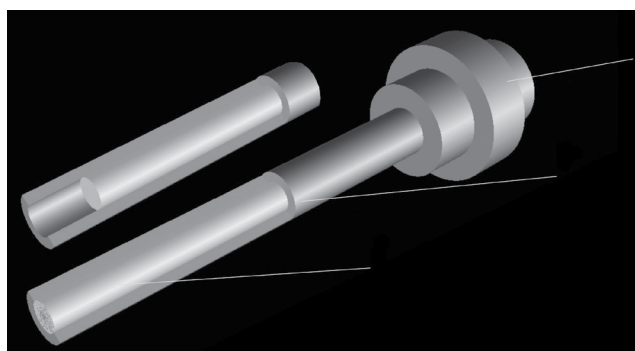


Рис. 1. Конструкция сенсорного элемента.

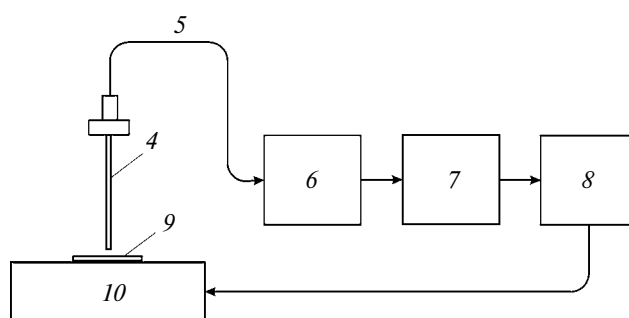


Рис. 2. Структурная схема оптоволоконной дозиметрической системы.

квантовой эффективностью и широким динамическим диапазоном. Выходной сигнал со счетчика фотонов предварительно обрабатывает микроконтроллерная система и направляет на персональный компьютер 8 с программным обеспечением для отображения и обработки результатов измерений. Кроме того, персональный компьютер с помощью микроконтроллера управляет трехкоординатным столом 10, позволяющим позиционировать источник ионизирующего излучения 9 относительно сенсорного элемента.

3. ПОРЯДОК РАБОТЫ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Предлагаемая дозиметрическая система работает следующим образом. Источник ионизирующего излучения помещается на трехкоординатный рабочий стол. Под воздействием бета-излучения источника ионизирующего излучения, проходящего через входной торец сенсорного элемента, в сцинтилляционном оптическом волокне генерируются фотоны на длине волны порядка 0.5 мкм. Мощность оптического сигнала на выходе сенсорного элемента пропорциональна уровню бета-излучения. Данный сигнал через транспортное оптическое волокно поступает на вход счетчика фотонов. Выходной сигнал счетчика фотонов представляет собой последовательность импульсов, количество которых в единицу времени пропорционально оптической мощности на его входе. Данные импульсы поступают в микроконтроллерную систему, которая осуществляет их подсчет в течение фиксированного интервала времени. Результаты подсчета импульсов усредняются и преобразуются в значения выхода бета-излучения. Полученное значение может отображаться на индикаторе микроконтроллерной системы, а также передаваться в персональный компьютер. Для изменения координат области на поверхности источника ионизирующего излучения, с которой осуществляется измерение, используется трехкоординатный управляемый столик, при помощи которого возможно просканировать всю поверхность источника и получить информацию о пространственном распределении плотности потока бета-излучения с поверхности источника. Пространственное разрешение такой системы определяется диаметром сердцевины сцинтилляционного волокна,

телесным углом, в пределах которого на чувствительный элемент поступает бета-излучение от источника, шагом перемещения сенсорного элемента относительно поверхности источника и может достигать половины диаметра сердцевины (около 125 мкм).

4. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ РАБОТЫ СЕНСОРНОГО ЭЛЕМЕНТА

Для получения параметров чувствительности оптического волоконного зонда при измерении радиационного выхода с поверхности плоского источника на базе изотопа ^{63}Ni проведен модельный расчет работы сенсорного элемента в составе измерительной системы. Процесс симуляции каждого эксперимента включал в себя два этапа:

- 1) численный расчет поглощенной энергии частиц в объеме сенсорного элемента под воздействием радиационного бета-излучения;
- 2) аналитическое преобразование поглощенной в сенсоре энергии в число импульсов на выходе фотоприемника.

На первом этапе для моделирования процессов взаимодействия радиационного излучения с сенсорным элементом и расчет поглощенной в объеме сенсора энергии применялись численные методы Монте-Карло в реализации классов пакета Geant4 [11].

С помощью Geant4 были разработаны модели измерительного зонда и радиационного источника на базе изотопа ^{63}Ni в условиях воздушной среды.

Измерительный зонд включал в себя оптический сенсорный элемент на основе сцинтилляционного волокна BSF-60 со следующими параметрами: внешний диаметр защитной оболочки – 350 мкм, диаметр сцинтилляционной сердцевины – 250 мкм. Сцинтилляционная эффективность оптического волокна составляет примерно 2.5%, что соответствует приблизительно 7000 фотонов на 1 МэВ энергии частицы. Волокном захватывается не более 4% произведенных фотонов.

Геометрия моделируемой сцены и визуализация траекторий электронов в процессе симуляции представлены на рис. 3.

При моделировании во всех случаях использовалась референсная физическая модель

QGSP_BIC, которая применима для энергий радиационных частиц меньше 200 МэВ. В процессе моделирования применялись следующие приближения:

- 1) поглощение энергии в веществе сцинтилляционного материала сердцевин оптического волокна предполагалось однородным;
- 2) радиационный источник в процессе моделирования рассматривался в виде идеального прямоугольника без краевых дефектов;
- 3) энергетический спектр излучения радиационного источника на базе ^{63}Ni рассматривался без учета эффекта собственного поглощения.

На втором этапе осуществлялось аналитическое преобразование поглощенной энергии частиц в сенсорном элементе в число импульсов на выходе фотоприемника.

При эффективности преобразования энергии бета-электронов в энергию фотонов $y_{ph} = 7000 \text{ МэВ}^{-1}$ для исследуемого сцинтилляционного волокна можно рассчитать число фотонов, рождаемых в сцинтилляционном волокне:

$$N_0 = y_{ph} E_e,$$

где E_e – суммарная энергия, переданная волокну бета-частицами в единицу времени, рассчитанная с помощью Geant4.

Поскольку направления движения фотонов, рожденных в сердцевине, равновероятны, долю фотонов, для которых выполняется условие распространения в сторону фотоприемника, можно определить как отношение телесного угла, соответствующего числовой апертуре сцинтилляционного волокна, к полному телесному углу сферы:

$$\varepsilon_a = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_c}{n_{cl}} \right),$$

где ε_a – коэффициент захвата фотонов волокном, n_{cl} и n_c – показатели преломления оболочки и сердцевин волокна соответственно. Так, для сцинтилляционного волокна BSF-60 $\varepsilon_a = 0.034$.

Потери при переходе от сцинтилляционного к транспортному волокну связаны с несовпадением их числовых апертур и диаметров сердцевин. Соответствующий коэффициент потерь ε_{tr} рассчитывается следующим образом [6]:

$$\varepsilon_{tr} = \varepsilon_{NA} \varepsilon_d,$$

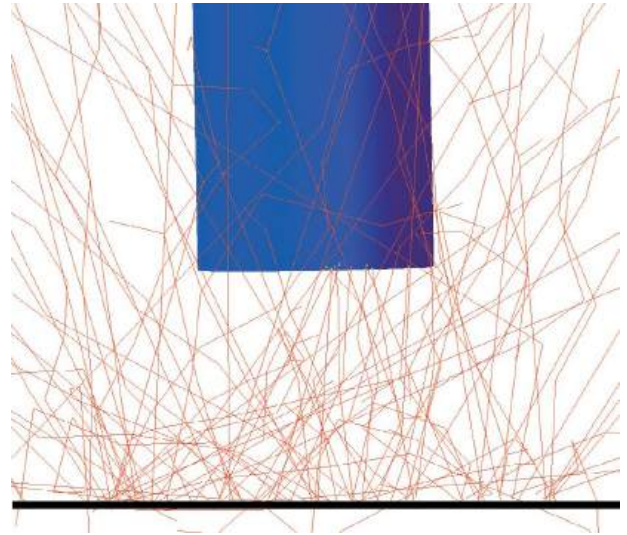


Рис. 3. Геометрическая модель сенсорного элемента и источника с визуализацией траекторий движения электронов.

$$\varepsilon_{NA} = \left(\frac{N_{A1}}{N_{A2}} \right)^2, \quad \varepsilon_d = \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2,$$

где ε_{NA} – коэффициент потерь оптической мощности, связанный с несовпадением числовых апертур волокон; ε_d – коэффициент потерь оптической мощности, связанный с несовпадением диаметров сердцевин волокон; N_{A1} , N_{A2} – числовые апертуры сцинтилляционного и транспортного волокна соответственно; D_1 , D_2 – диаметры сердцевин сцинтилляционного и транспортного волокна соответственно.

При распространении излучения по транспортному волокну наблюдаются потери, связанные с затуханием. Соответствующий коэффициент потерь ε_{at} можно определить как

$$\varepsilon_{at} = \varepsilon^{aL}.$$

Так, при длине транспортного волокна $L = 4 \text{ м}$ коэффициент ε_{at} равен 0.37.

Таким образом, общее количество оптических фотонов, достигших фотоприемника, с учетом ослабляющих факторов определяется выражением

$$N_p = \varepsilon_a \varepsilon_{at} \varepsilon_{tr} N_0.$$

Таким образом, с учетом эффективности фотоприемника ϕ и скорости счета при отсутствии излучения на входе фотоприемника (темновой сигнал) N_d выражение для скорости счета

фотонов в зависимости от активности источника ионизирующего излучения имеет вид

$$N_{ef} = \varphi N_p + N_d.$$

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАБОТЫ СЕНСОРНОГО ЭЛЕМЕНТА

В соответствии с описанной выше методикой проведения модельных расчетов было проведено несколько численных экспериментов.

Первый численный эксперимент был направлен на оценку чувствительности сенсорного элемента. Выполнялся численный расчет скорости счета фотонов для плоских квадратных источников различных размеров с радиационным выходом равным 2.1 мКи/см^2 . На рис. 4 приведены зависимости скорости счета для различных размеров источника при различных расстояниях от зонда до источника. В качестве изменяемого параметра выбиралась длина стороны квадрата источника S . Расстояние от источника до зонда z составляло 1.5, 0.5, 0.1, 0.05 мм.

Как следует из графиков зависимости скорости счета, при малых расстояниях до зонда и при всех размерах источника чувствительность зонда остается практически постоянной. Это обстоятельство позволяет утверждать, что при помощи зонда на малых расстояниях можно осуществлять сканирование поверхности источника, определять неоднородности и детектировать его границы. Кроме того,

при малых расстояниях наблюдается высокий отклик, поскольку в этих условиях бета-электроны меньше поглощаются в воздухе. При удалении зонда от поверхности источника уменьшается количество бета-электронов, попавших в чувствительное окно зонда, что связано со снижением вероятности попадания электронов в зонд и поглощением электронов в воздухе. При увеличении размеров источника при фиксированном расстоянии до зонда наблюдается рост скорости счета, связанный с увеличением доли электронов, вылетевших с поверхности и попадающих в зонд. При помощи найденной зависимости можно определять эффективную площадь источников при их производстве.

В ходе следующего численного эксперимента моделировался отклик зонда в зависимости от расстояния до источника ионизирующего излучения на основе изотопа ^{63}Ni (рис. 5). Размеры радиационного источника составляли $10 \times 10 \text{ мм}^2$. Результаты расчетов демонстрируют тот факт, что даже на значительных расстояниях от источника (порядка нескольких миллиметров) зонд регистрирует электроны, испускаемые с его поверхности.

В третьем численном эксперименте были проведены расчеты скорости счета на выходе счетчика фотонов при сканировании зондом вдоль поверхности источника по одной координате (Y) при фиксированном расстоянии до зонда (2 мм). На рис. 6 представлены

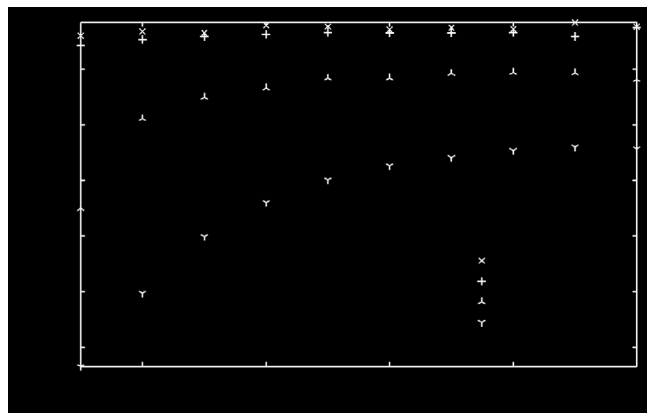


Рис. 4. Зависимость скорости счета фотоприемника от размеров радиационного источника и расстояния от источника до сенсорного элемента.

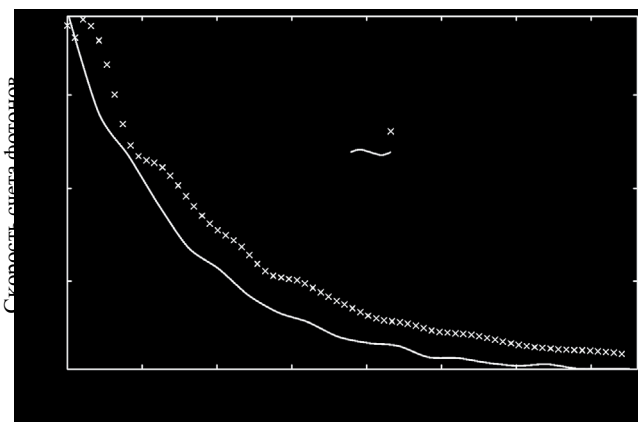


Рис. 5. Расчетная (сплошная кривая) и экспериментальная (точки) зависимости выхода бета-частиц от расстояния до источника ионизирующего излучения.

результаты такого расчета (сплошная кривая). Поскольку радиационный выход с поверхности источника полагался равномерным, расчетная кривая представляет собой практически симметричную “ступеньку”, повторяющую форму источника по одной из координат.

Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают возможность измерения пространственного распределения плотности потока бета-излучения с поверхности источника при помощи предложенной системы. При сканировании на малых расстояниях до объекта измерения (порядка нескольких микрон) можно ожидать результаты измерений выхода бета-электронов с разрешением, равным радиусу зонда, что не позволяет делать ни одна из известных систем.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для подтверждения работоспособности предложенной системы была изготовлена экспериментальная установка, включающая в себя управляемый координатный столик с длиной хода по всем координатам 20 мм, счетчик фотонов с управляющей микропроцессорной системой, а также чувствительный зонд. Зонд представлял собой металлическую трубку длиной 80 мм, внутрь которой вклеено сцинтилляционное оптическое волокно компании “Saint-Gobain” BSF-60 с диаметром сердцевины 0.25 мм, соединенное с оптическим разъемом. Торцы зонда отполированы. Вся система была защищена от попадания внешнего оптического излучения.

В качестве источника ионизирующего излучения был использован образец, представляющий собой медную подложку квадратного сечения площадью 1 см^2 с осажденным слоем никеля-63. Для подготовки поверхности медная подложка вклеивалась в эпоксидную смолу, а затем полировалась до уровня шероховатости менее 1 мкм. Осаждение никеля-63 проводилось в гальваностатическом режиме при силе тока 20 мА в течение 90 мин из сульфатно-боратного электролита состава: $[\text{}^{63}\text{NiCl}_2] = 0.5 \text{ г/л}$, $[\text{Na}_2\text{SO}_4] = 21.3 \text{ г/л}$ и $[\text{H}_3\text{BO}_3] = 40.3 \text{ г/л}$ с $\text{pH} = 5.5$. Толщина осажденного никелевого слоя составила 1.8 мкм, общая активность источника — $6.5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, расчетный выход бета-частиц — $9.1 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Оценка толщины слоя,

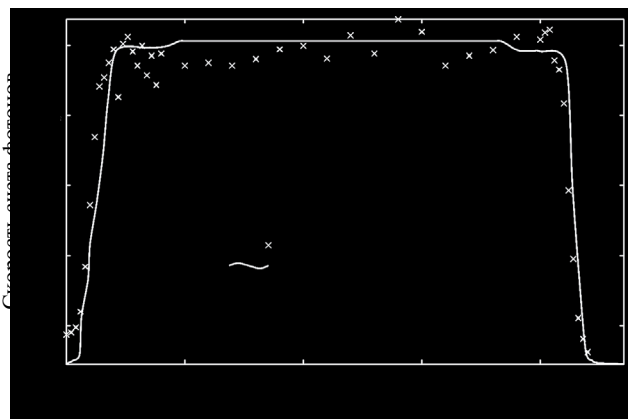


Рис. 6. Расчетный (сплошная кривая) и экспериментальный (точки) профиль пространственного распределения выхода бета-электронов источника размером $1 \times 1 \text{ см}^2$ вдоль одной из координат.

активности источника и выхода бета-частиц проводилась аналогично методике, описанной в работе [12].

На рис. 5 представлена зависимость выхода бета-частиц от расстояния до источника ионизирующего излучения. Шаг измерений составлял 100 мкм.

При сравнении результатов расчетов с экспериментальными данными можно отметить хорошее качественное совпадение. Количественное расхождение следует отнести на несовершенство модели и условий проведения экспериментов. В частности, фоновые значения скорости счета фотоприемника оказались выше учитываемых в модели. Количественное расхождение экспериментальных и расчетных значений может быть связано также с неравномерностью поверхностного выхода реального источника бета-излучения, что может быть обусловлено, например, неравномерностью распределения радиоизотопа внутри образующего источник слоя вещества. Описанная модель источника предполагает равномерность радиационного выхода с поверхности источника.

На рис. 6 изображен экспериментальный профиль пространственного распределения выхода бета-электронов источника размером $1 \times 1 \text{ см}^2$ по одной из координат. На рисунке виден значительный разброс экспериментальных значений скорости счета вдоль поверхности источника, что также связано с нестационарностью и неидеальностью условий проведения измерений. При этом следует отметить, что учет геометрических размеров источников, используемых

при модельном расчете и в ходе измерений, позволяет сделать вывод о хорошем соответствии результатов друг другу.

Результаты эксперимента можно считать предварительными, и мы ожидаем, что проведение дополнительных более длительных экспериментов с источником ионизирующего излучения позволит улучшить количественное совпадение результатов с модельным расчетом.

7. ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенные модельные и экспериментальные исследования подтверждают работоспособность предложенной дозиметрической системы. Разработанный сенсорный элемент обеспечивает достаточную пространственную разрешающую способность измерения выхода бета-излучения с поверхности бета-источников ионизирующего излучения и позволяет проводить измерение профилей данных характеристик.

Дозиметрическая система может быть использована для определения границ источника излучения на поверхности объекта, выявления неоднородностей выхода бета-излучения, а также для измерения эффективной площади источников при их производстве.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00346, <https://rscf.ru/project/23-22-00346>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Liang Ding, Qiong Wu, Qun Wang et al.* // EJNMMI Physics. 2020. V. 7(1). P. 60. <https://doi.org/10.1186/s40658-020-00327-6>.
2. *O'Keefe S., McCarthy D., Woulfe P. et al.* // The British Journal of Radiology. 2015. V. 88(1050). P. 20140702. <https://doi.org/10.1259/bjr.20140702>.
3. *Munier M., Sohler T., Muller N. et al.* // Physica Medica: European Journal of Medical Physics. 2014. V. 30. P. 129. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2014.10.026>.
4. *Kertzscher G., Beddar S.* // Physics in Medicine & Biology. 2019. V. 64(22). P. 225018. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab421f>.
5. *Wook Jae Yoo, Dayeong Jeon, Jeong Ki Seo et al.* // Radiation Measurements. 2013. V. 48. P. 29. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350448712003174>. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2012.11.001>.
6. *Новиков С.Г., Беринцев А.В., Светухин В.В. и др.* // Известия Самарского научного центра РАН. 2014. Т. 16(6). С. 95. http://www.ssc.smr.ru/media/journals/izvestia/2014/2014_6_95_100.pdf.
7. *Новиков С.Г., Алексеев А.С., Беринцев А.В.* РФ Патент 193439U1, 2019.
8. *Posar J.A., Davis J., Brace O. et al.* // Physics and Imaging in Radiation Oncology. 2020. V. 14. P. 48. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405631620300208>. <https://doi.org/10.1016/j.phro.2020.05.007>.
9. *Bae Jun Woo, Kim Hee Reyoung* // Nuclear Engineering and Technology. 2020. V. 52 (6). P. 1259. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573318308908>. <https://doi.org/10.1016/j.net.2019.11.013>.
10. *Алексеев А.С., Новиков С.Г., Беринцев А.В. и др.* РФ Патент 213911U1, 2022.
11. Geant4. <http://geant4.web.cern.ch/geant4>.
12. *Кузнецов Р.А., Бобровская К.С., Белобров И.С. и др.* // Радиохимия. 2022. Т. 64(3). С. 289. https://sciencejournals.ru/issues/radkhim/2022/vol_64/iss_3/RadKhim_2202012Kuznetsov/RadKhim_2202012Kuznetsov.pdf.

УДК 53.082.79

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СТРИПОВЫЙ ДЕТЕКТОР ГИБРИДНОГО ГОДОСКОПА ДЛЯ МЮОННОЙ ТОМОГРАФИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2024 г. Н. А. Пасюк^{а, *}, К. Г. Компаниец^а, А. А. Петрухин^а,
М. Ю. Целиненко^а, В. В. Шутенко^а, И. И. Яшин^а

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

*e-mail: NAPasyuk@mephi.ru

Поступила в редакцию 03.10.2023 г.

После доработки 30.10.2023 г.

Принята к публикации 06.12.2023 г.

Для мюонографии крупномасштабных объектов в НОЦ НЕВОД (НИЯУ МИФИ) создан гибридный мюонный годоскоп. Многоканальная детектирующая система годоскопа, состоящая из сцинтилляционного стрипового детектора и детектора на дрейфовых трубках, предназначена для регистрации треков заряженных частиц, в основном мюонов. Детектор на сцинтилляционных стрипах является самостоятельным трековым детектором, формирующим начальное положение трека и триггерный сигнал для детектора на дрейфовых трубках. В статье описывается конструкция сцинтилляционного стрипового детектора, принципы работы считывающей электроники, а также приведены основные технические характеристики.

DOI: 10.31857/S0032816224040071 EDN: NYWDEF

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широкое развитие получило новое направление экспериментальной физики – мюонография (по аналогии с рентгенографией) различных крупномасштабных объектов, структуру которых можно изучать с помощью проникающего излучения космических лучей – мюонов. В основе мюонографии лежит процесс регистрации и анализа с помощью прецизионных трековых детекторов пространственно-угловых характеристик потока атмосферных мюонов, которые образуются на высотах 15–20 км в распадах заряженных π - и K -мезонов, возникающих при взаимодействии протонов и ядер первичных космических лучей с ядрами атомов атмосферы.

Мюоны в процессе прохождения через вещество теряют энергию в процессах поглощения и рассеяния, что приводит к изменению потока

частиц. При проецировании зарегистрированных годоскопом треков мюонов на некоторую референтную плоскость, проходящую через объект, можно получить (по аналогии с рентгенограммой) мюонограмму – распределение плотности точек пересечения треков с плоскостью. Полученные мюонограммы объекта от различных пересекающихся направлений дают возможность 3D-анализа (томографии) структуры объекта.

Метод мюонографии широко используется при исследовании внутренних структур различных объектов: пирамид [1–3], вулканов и горных массивов [4–9], геологических структур [10–12], ядерных реакторов [13, 14], строительных сооружений [15–19] и других объектов [20–22], обладающих достаточной плотностью и толщиной для влияния на интенсивность потока мюонов.

Гибридный мюонный годоскоп, идея которого отражена в патенте на изобретение [23], состоит из двух взаимодополняющих детекторов – сцинтилляционного стрипового детектора (ССД) и детектора на дрейфовых трубках

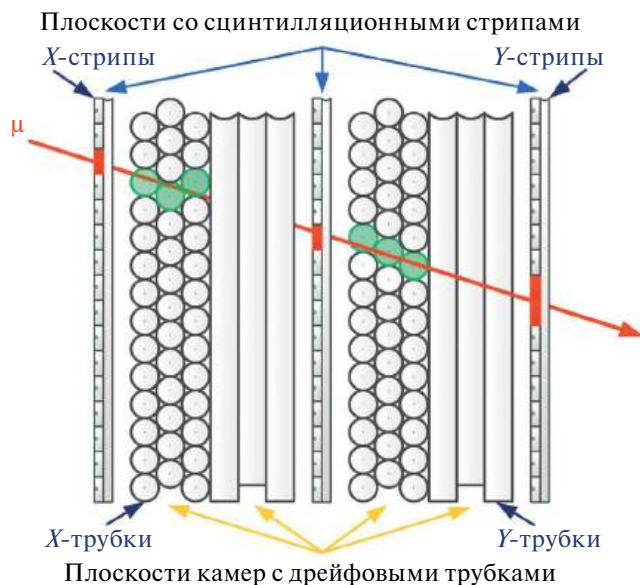


Рис. 1. Схема гибридного мюонного годоскопа.

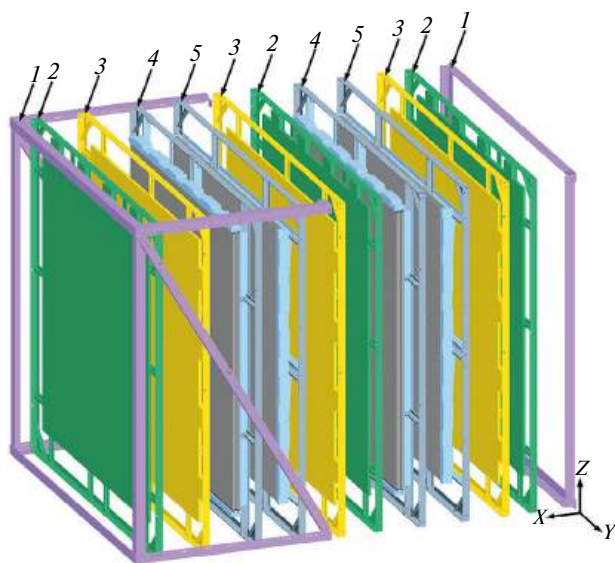


Рис. 2. Трехмерная модель гибридного мюонного годоскопа: 1 – основная несущая рама, 2 – вертикально ориентированная плоскость сцинтилляционного стрипового детектора, 3 – горизонтально ориентированная плоскость сцинтилляционного стрипового детектора, 4 – вертикально ориентированная плоскость детектора на дрейфовых трубках, 5 – горизонтально ориентированная плоскость детектора на дрейфовых трубках.

(ДДТ). Координатные плоскости детекторов с чувствительной площадью $3 \times 3 \text{ м}^2$ каждая чередуются между собой (рис. 1) и закреплены на общей несущей раме (рис. 2). Собранная конструкция обладает достаточной жесткостью и может устанавливаться на поворотной платформе и шасси, обеспечивающих мобильность всей конструкции и возможность изменения направления оси годоскопа. Расстояние между крайними однопроекционными координатными плоскостями (ОКП) ССД составляет 1.8 м, что при угле наклона платформы в 12° обеспечивает апертуру 74° по зенитному углу и 134° по азимутальному углу.

Однопроекционные координатные плоскости ССД состоят из длинных узких прямоугольных сцинтилляционных стрипов ($3000 \times 23 \times 7 \text{ мм}^3$) с оптоволоконным светосбором на кремниевые фотоумножители (SiPM). Однопроекционные координатные плоскости ДДТ представляют собой трехслойные сборки дрейфовых трубок длиной 3000 мм и диаметром 30 мм, разработка и производство которых осуществлялись в НИЦ “КИ” ИФВЭ (г. Протвино).

Каждый детектор имеет свои преимущества: стриповый детектор обладает высоким быстродействием, формирует триггер и начальное положение трека, а детектор на дрейфовых трубках обладает высоким координатным разрешением и дает возможность формировать мюнограммы с разрешением, уступающим только ядерным эмульсиям.

Реконструкция параметров трека в детекторах основывается на определении координат пролета частицы через несколько ОКП. Стрипы в каждой координатной плоскости ориентированы в определенном направлении, совпадающем с направлением либо Y , либо Z осей локальной системы координат, привязанной к годоскопу. Ось X совпадает с осью детектора, направленной перпендикулярно координатным плоскостям. Мюоны пересекают ОКП детектора, что приводит к срабатыванию счетчиков регистрирующей системы. Информация о сработавших стрипах в каждой координатной плоскости дает возможность оценить координату точки пересечения мюоном сборки стрипов в этой плоскости. Данные нескольких координатных плоскостей позволяют провести пространственную реконструкцию трека. По информации о восстановленных треках в течение

экспозиции выполняется построение теневого изображения (мюнограммы) исследуемого объекта в потоке мюонов.

Цель данной статьи заключается в рассмотрении конструкции, характеристик, особенностей и основных принципов работы ССД.

2. КОНСТРУКЦИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

Сцинтилляционный стриповый детектор представляет собой многоканальную детектирующую систему, состоящую из шести ОКП. Каждая ОКП формируется из двух состыкованных без зазора базовых модулей размером ($D \times Ш \times В$) $3196 \times 1500 \times 57$ мм³, образуя чувствительную площадь 2960×2960 мм². Базовый модуль состоит из 64 последовательно уложенных сцинтилляционных стрипов производства ООО “Унипласт” (г. Владимир) [24], светосбор по длине которых осуществляется с использованием вклеенного спектросмещающего волокна (Wave Length Shifter) KURARAY Y-11(200) SJ [25].

Шесть однопроекционных плоскостей последовательно закреплены в монтажной раме с чередующейся *Y*- и *Z*-ориентациями стрипов. Регистрирующая система ССД суммарно включает в себя 768 сцинтилляционных стрипов и соответствующее количество SiPM Hamamatsu S13360–1350CS [26] и обеспечивает надежную реконструкцию треков одиночных мюонов. Перед сборкой каждый элемент регистрирующей системы базовых модулей был предварительно протестирован на специально созданных стендах [27, 28].

Сцинтилляционный стриповый детектор является самостоятельной регистрирующей системой. Сигналы с каждого стрипа регистрируются индивидуальным SiPM. Базовый модуль представляет собой “сэндвич” из слоя стрипов, скрепленного между двух алюминиевых листов толщиной 0.8 мм размерами 3000×1500 мм² с помощью вспененного двустороннего скотча ORABOND 1395TM толщиной 1.1 мм производства фирмы ORAFOL [29]. Каждый стрип уложен на клеевой слой листа и зафиксирован на втулке, прикрученной к раме. После размещения всех 64 стрипов к слою стрипов приклеивается второй алюминиевый лист. В результате получается плотная неразборная сборка стрипов, обладающая достаточной жесткостью,

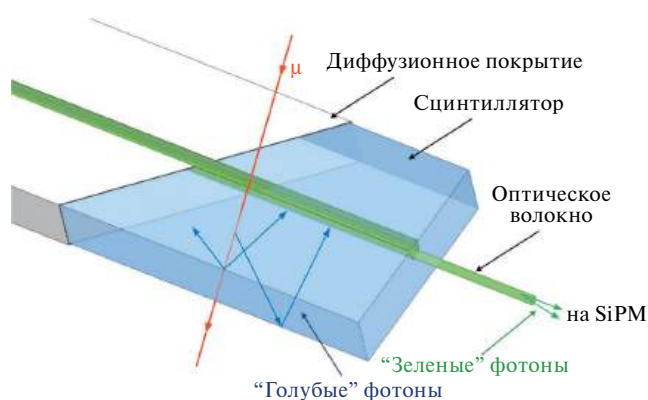


Рис. 3. Схема регистрации мюона стрипом.

позволяющей эффективно светоизолировать и защитить от повреждений стрипы с SiPM.

Сигналы со стрипов одного базового модуля обрабатываются двумя платами считывающей электроники на базе микросхемы ASIC Petiros 2A [30] фирмы Weeroc в паре с FPGA Cyclone III EP3C16Q240C8N фирмы Altera и центрального блока управления-триггирования на базе DEO-NANO-SoC FPGA Cyclone V [31] фирмы Terasic с переходными платами для возможности подключения большого количества плат считывания.

2.1. Сцинтилляционные стрипы и SiPM

Основным детектирующим элементом ССД является сцинтилляционный стрип (рис. 3) из полистирола с добавками паратерфенила (1.5%) и сцинтиллятора РОРОР (1,4-ди-[2-(5-фенилоксазолил)]-бензол) (0.04%). Стрип изготовлен с применением технологии экструзии листовых заготовок сцинтиллятора в форме полосы размером $2960 \times 23 \times 7$ мм³. Для обеспечения внутреннего диффузного отражения фотонов внешняя поверхность каждого стрипа покрыта тонким слоем вспененного полистирола, имеющего высокий коэффициент диффузного отражения света (около 95%).

В середине одной из широких граней стрипа проделана продольная канавка с размерами 1.6×2.0 мм², в которую специальным оптическим клеем вклеено спектросмещающее волокно (файбер) диаметром 1 мм [25]. Данное волокно при регистрации фотонов голубой части видимого светового спектра обеспечивает переизлучение в зеленую с пиком 476 нм и длиной

ослабления более 3.5 м. Фотоны на выходе фибера регистрируются SiPM [26] посредством оптического разъема (рис. 4), вклеенного в стрип. Сигналы с SiPM поступают на специально разработанную плату считывания. Данный SiPM имеет размеры рабочей области $1.3 \times 1.3 \text{ мм}^2$ из 667 пикселей с расстоянием между соседними пикселями в окне 50 мкм, спектральным диапазоном 270–900 нм с пиком чувствительности 450 нм, вероятностью регистрации фотона примерно 40%, низким уровнем ложных импульсов после основного сигнала и вероятностью перекрестных наводок около 3%. Рабочее напряжение составляет около 55 В с коэффициентом усиления $1.2 \cdot 10^6$.

3. ЭЛЕКТРОНИКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

3.1. Плата считывания сигналов

Считывающая электроника ССД основана на ASIC Petiros 2A. Данная микросхема представляет собой 32-канальный интерфейсный ASIC, предназначенный для считывания сигналов обеих полярностей с кремниевых фотоумножителей для временных и амплитудных измерений сигналов при пролете заряженных частиц. Petiros 2A сочетает в себе быстрый запуск с низким уровнем джиттера с точными измерениями зарядов, которые оцифровываются внутри устройства с помощью 10-разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП), и времени с помощью время-цифрового преобразователя (ВЦП) с дискретностью 40 пс/бит. Потребляемая мощность составляет 6 мВт/канал без учета

буферов, используемых для вывода аналоговых сигналов.

Под данный ASIC была разработана специальная печатная плата, позволяющая подключать 32 SiPM, регулировать их питание, осуществлять настройки различных параметров и передавать данные в оцифрованном виде. Плата содержит в себе преобразователи напряжения питания LTC3130–1 и LT3571, контроллер USB FT245RL и LVDS DS90LV049, интерфейсный блок на ASIC Petiros 2A, логический блок на FPGA Cyclone III EP3C16Q240C8N, АЦП AD7276BUJ-REEL, устройства последовательной конфигурации EPCS64, а также тактовый генератор с частотой 40 МГц. Структурная схема платы считывания сигналов представлена на рис. 5.

Каждый из 32 каналов Petiros 2A включает в себя входной цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП) для регулировки высокого напряжения SiPM в диапазоне до 1 В. Быстрая линия триггера состоит из предусилителя с полосой пропускания 1 ГГц, который соединен с выходом SiPM через последовательный фильтр с резистором 200 Ом и емкостью 100 пФ. За каждым усилителем следует дискриминатор, выходной сигнал которого может быть зафиксирован. ВЦП встроен в каждый канал и позволяет измерять время с дискретностью 37 пс. Этот преобразователь позволяет интерполировать измерение времени между двумя системными тактами 40 МГц.

Спектрометрический канал включает формирователь с переменной величиной времени интегрирования (от 25 до 100 нс), что позволяет измерять заряд до 2500 фотоэлектронов (или 400 пКл для коэффициента усиления SiPM порядка 10^6). За формирователем следует аналоговая память на переключаемом конденсаторе для хранения максимального значения заряда. Сигнал хранения может быть как внешним, так и внутренним. Внутренний сигнал хранения может быть задержан от 25 до 100 нс в 8-битовом блоке задержки. Измеренный заряд и время оцифровываются с помощью 10-разрядного АЦП вилкинсоновского типа.

Внутренний общий 10-разрядный ЦАП, за которым следует отдельный для каждого канала 6-разрядный ЦАП, обеспечивает регулировку порога регистрации от 0.5 до нескольких десятков фотоэлектронов при коэффициенте

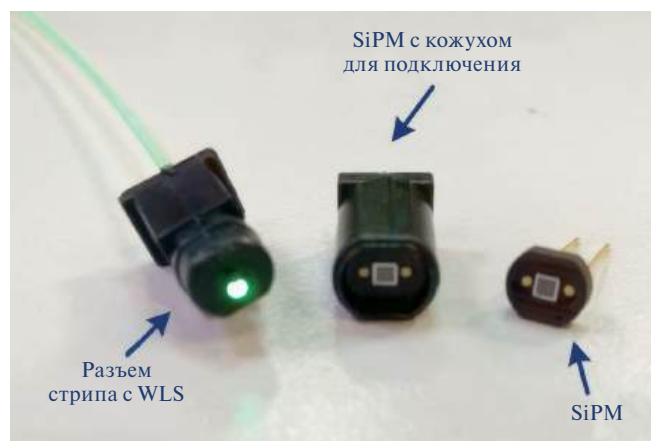


Рис. 4. Оптический разъем с SiPM.

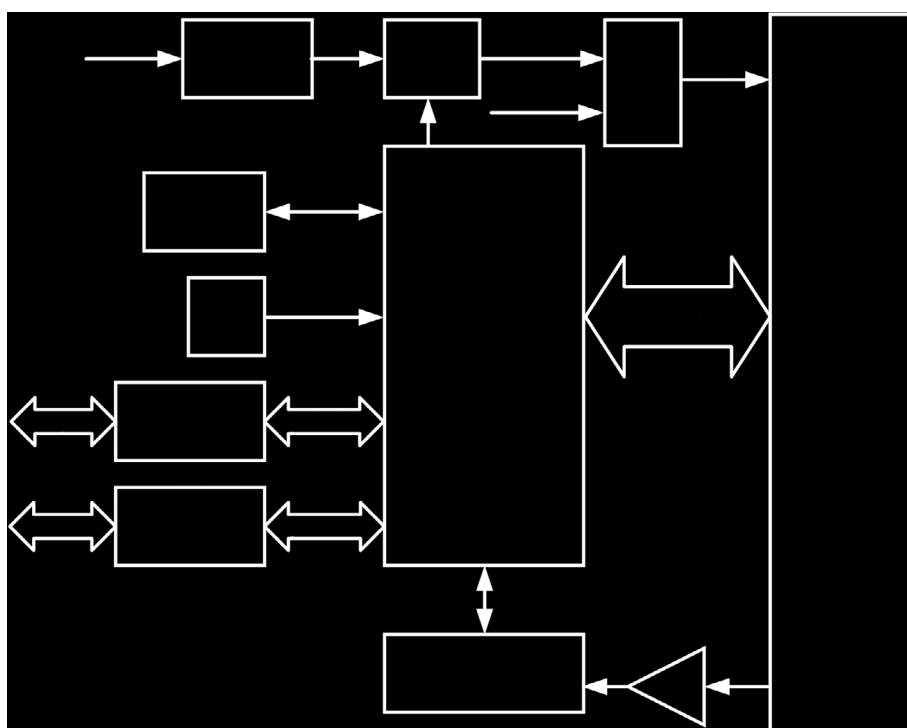


Рис. 5. Структурная схема платы считывания сигналов.

усиления 10^6 . Внутренняя архитектура ASIC также содержит датчик температуры, что позволяет проводить измерение температуры непосредственно внутри измерительной системы.

В разработанной печатной плате реализован режим аналогового измерения времени и заряда, особенности которого описаны в [32]. В этом режиме ASIC Petiros 2A используется для регулирования порога и измерения аналогового сигнала на каждом канале. Внутренний мультиплексор при этом позволяет последовательно считывать все 32 канала. В данном режиме цифровая часть ASIC Petiros 2A отключена, и амплитуда измеренного заряда оцифровывается с использованием внешнего быстродействующего 12-разрядного АЦП AD7276BUJ-REEL.

Получаемый с АЦП код подается на программируемую логическую микросхему FPGA Cyclone III EP3C16Q240C8N, которая обеспечивает формирование триггерного сигнала. При выполнении триггерного условия FPGA отправляет сигнал запуска в центральный триггерный блок (ЦБ) и систему сбора данных. При заданной маскируемой кратности поступающих сигналов со сработавших плоскостей ЦБ формирует сигнал на хранение и возвращает его во все FPGA плат базовых модулей. В этом

случае данные со всех сработавших каналов считываются и записываются системой сбора данных.

Помимо формирования триггерного условия, с помощью FPGA осуществляется управление настройками микросхемы ASIC, блоком питания напряжения SiPM и обмен данными с интерфейсными микросхемами. Конфигурация FPGA хранится на flash-памяти EPCS64. Сформированный пакет с зарегистрированными данными передается в ЦБ по интерфейсу LVDS либо через интерфейс USB FIFO. Интерфейс LVDS на базе микросхеме DS90LV049 используется для взаимодействия с ЦБ в режиме работы с большим количеством плат. Данная микросхема обладает значительной помехоустойчивостью и высокой пропускной способностью при скорости передачи данных до 400 Мбит/с. Интерфейс USB FIFO на микросхеме FT245RL используется для работы с платой в одиночном режиме напрямую с компьютером.

3.2. Модуль центрального блока

Центральный блок ССД является составным устройством и включает в себя блок питания, плату комплекта разработки DEO-NANO-SoC на основе FPGA Cyclone V и комплект

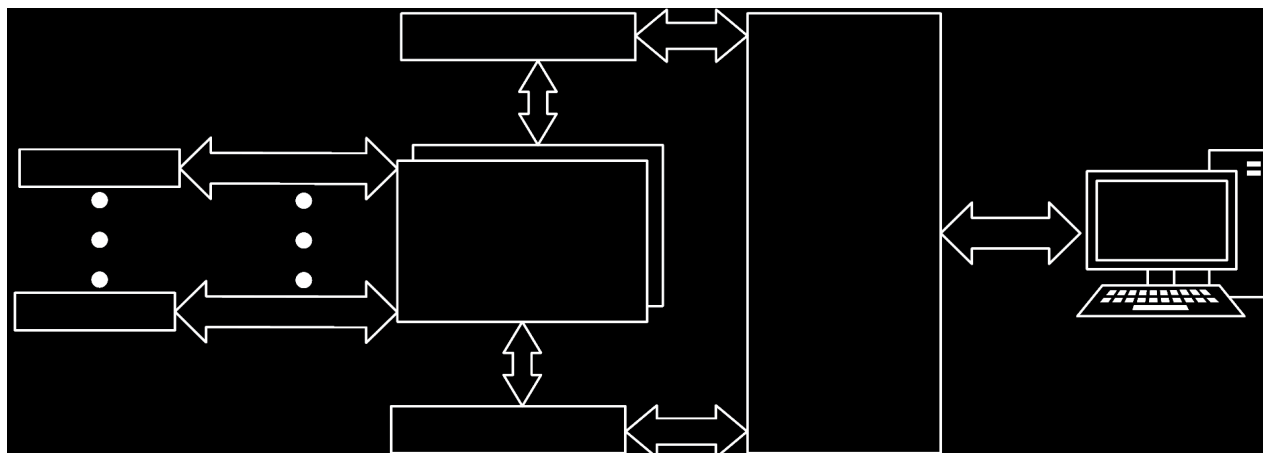


Рис. 6. Блок-схема системы сбора данных сцинтилляционного стрипового детектора.

переходных плат для приема-обмена данными и триггерной информацией. Схема системы сбора данных ССД приведена на рис. 6.

Комплект DE0-Nano-SoC представляет собой платформу для проектирования аппаратного обеспечения, построенную на основе FPGA Altera System-on-Chip (SoC), которая сочетает в себе встроенные ядра Cortex-A9 с программируемой логикой. Плата DE0-Nano-SoC оснащена высокоскоростной памятью DDR3, аналого-цифровыми возможностями, сетью Ethernet и многим другим.

ЦБ осуществляет контроль режима работы плат считывания; обеспечивает общий триггер для системы сбора данных; выполняет сбор, промежуточное хранение и передачу данных на центральный компьютер через Ethernet. Обмен данными между ЦБ и платами считывания осуществляется по витой паре и стандарту LVDS, при этом обеспечивается точность

привязки времени около 5 нс и скорость передачи данных до 20 Мбит/с.

Конфигурация системы сбора данных ЦБ ССД обеспечивает контроль шумов, а также обеспечивает стандартную мюонную экспозицию, во время которой выделяются события с прохождением заряженных частиц при выполнении установленных триггерных условий. “Мертвое время”, в течение которого осуществляется считывание данных с интерфейсных плат, их хранение в ЦБ и передача на компьютер составляет около 10% от общего времени экспозиции. На рис. 7 и 8 представлена структурная схема триггерной системы ССД, реализованная в рамках платы считывания и ЦБ соответственно.

В работе ЦБ при формировании триггерного сигнала используются следующие функциональные узлы: интерфейс с внутренней шиной центрального блока и регистры состояния;

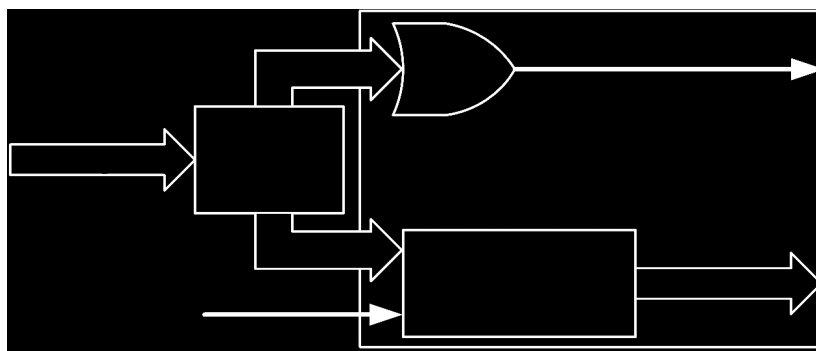


Рис. 7. Структурная схема триггерной системы платы считывания сцинтилляционного стрипового детектора.

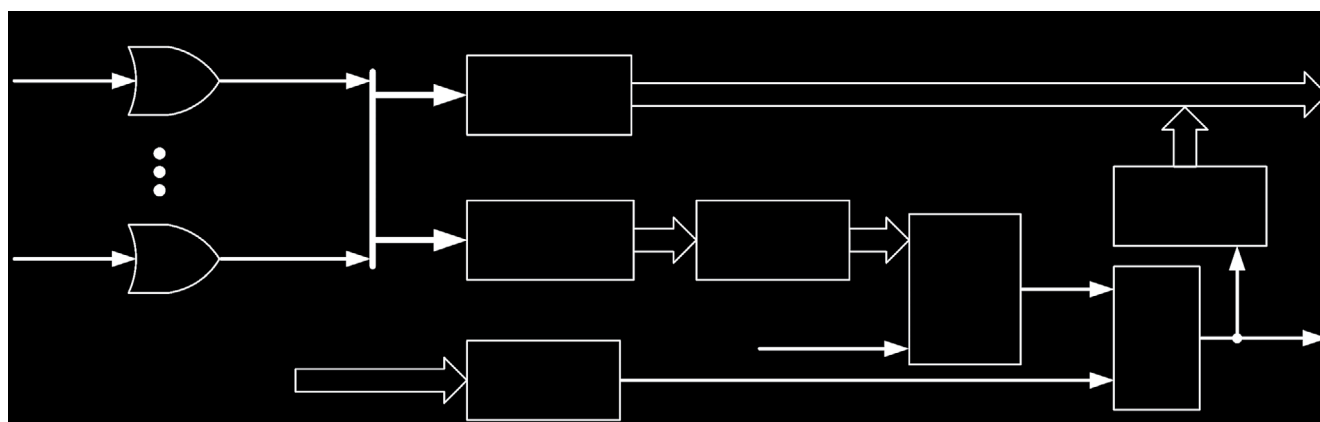


Рис. 8. Структурная схема триггерной системы центрального блока сцинтилляционного стрипового детектора.

приемник и формирователь по длительности триггерных сигналов от плат считывания SiPM; схема мониторинга скорости счета триггеров; часы “живого” времени экспозиции; часы временных меток событий.

Алгоритм работы системы сбора данных сцинтилляционного стрипового детектора следующий. Прошедший через координатные плоскости мюон вызывает в стрипах сцинтилляционные вспышки, фотоны которых доходят до SiPM по WLS-файберам и вызывают срабатывание компаратора соответствующего канала ASIC Petiros 2A. Канал состоит из предусилителя, за которым следует дискриминатор. Сигнал с выхода каждого дискриминатора соответственно является триггером отдельного стрипа. Далее 32 триггера стрипов объединяются и образуют триггер платы SiPM. Триггерные сигналы с 24 плат SiPM поступают на ЦБ. Каждый координатный слой детектора обслуживают четыре платы с 32 SiPM.

Система ЦБ выполняет анализ триггерных сигналов с плат считывания. Триггеры плоскостей формируются по длительности, исходя из организации ворот совпадений. Сумма совпавших во времени сигналов сравнивается с заданным значением маскируемой кратности срабатывания плоскостей. При превышении установленного значения числа срабатываний во временном интервале вырабатывается общий триггер детектора и сигнал “ХРАНЕНИЕ” (рис. 8), который возвращается на все платы. По переднему фронту сигнала “ХРАНЕНИЕ” фиксируется состояние всех триггеров стрипов и инициируется одновременная передача данных по последовательным каналам от плат

к ЦБ. По окончании цикла приема данных и их записи в буферное FIFO ЦБ сбрасывает сигнал “ХРАНЕНИЕ” и входит в состояние ожидания следующего события.

Времена ожидания событий и срабатывания также фиксируются и записываются в данных. Суммарное время ожидания соответствует живому времени работы детектора, а времена срабатывания позволяют синхронизовать зарегистрированные события в сцинтилляционном детекторе и детекторе на дрейфовых трубках. Учет времен осуществляется с помощью восьми 16-битных счетчиков и одного 32-битного таймера, обеспечивая наносекундную точность.

Режим работы ЦБ позволяет взаимодействовать индивидуально с каждой платой считывания SiPM или со всеми платами сразу. Важной функцией работы триггерной системы ССД является выработка синхронизирующей метки при появлении сигнала “ХРАНЕНИЕ”, которая посылается в систему регистрации ДДТ мюонного годоскопа, синхронизируя оба детектора.

4. РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

Перед сборкой ССД все элементы регистрирующей системы были предварительно протестированы на специальных стендах. У стрипов были исследованы световой выход и его ослабление по длине стрипа. Для SiPM исследовалась зависимость коэффициента усиления от напряжения питания. Сопоставление результатов тестирования SiPM с результатом тестирования стрипов позволяет обеспечить равномерную настройку каналов регистрации ССД.

4.1. Тестирование сцинтилляционных стрипов

Тестирование характеристик сцинтилляционных стрипов осуществлялось на автоматизированном измерительном стенде. Данный стенд [28] представляет собой светоизолированный бокс, который позволяет одновременно размещать на специализированной раме до 16 стрипов с максимальной длиной 3.5 м. Измерения на стенде осуществляются с использованием калибровочного телескопа путем регистрации атмосферных мюонов и бета-спектрометра путем регистрации электронов от источника ^{90}Sr .

Калибровочный телескоп состоит из двух сцинтилляционных счетчиков на основе пластиковых сцинтилляционных пластин с размерами $200 \times 100 \times 20 \text{ мм}^3$, сигнал от которых регистрируется с одного из торцов с помощью ФЭУ-85. Сформированные сигналы со счетчиков через схему совпадения вырабатывают триггерный сигнал для АЦП CAEN V1729.

Измерения с помощью калибровочного телескопа обеспечивают тестирование стрипов в потоке реальных мюонов, но скорость счета таких событий из-за поперечного размера стрипа (23 мм) достаточно низкая (около 0.2 с^{-1}) и требуется значительное время для достижения необходимой статистической точности.

Для обеспечения потокового тестирования стрипов был использован специально разработанный бета-спектрометр на основе источника

^{90}Sr . Бета-спектрометр состоит из блока магнитов, обеспечивающего равномерное перпендикулярное магнитное поле, в которое запускаются электроны с энергией более 1.8 МэВ от источника ^{90}Sr , а также коллиматора и световода. Сцинтилляционный светоизолированный световод диаметром 1 мм расположен непосредственно под отверстием коллиматора диаметром 1 мм. Электрон, проходя через коллиматорное отверстие, попадает в световод, образуя сцинтилляционную вспышку. Сигнал от световода регистрируется с помощью ФЭУ-85, который затем вырабатывает синхронизирующий сигнал, поступающий на вход АЦП. Те электроны, которые пересекают световод, попадают в стрип, где детектируется. При этом бета-спектрометр помещается на стрип таким образом, чтобы сцинтилляционный кабель спектрометра располагался параллельно WLS-кабелю и в нескольких миллиметрах от его центра. Более подробно принцип работы бета-спектрометра описан в патенте [33] и в работе [28]. Скорость счета стрипом электронов от бета-спектрометра значительно выше по сравнению с телескопом и составляет величину около 18 с^{-1} . Однако из особенностей распространения электронов в объеме стрипа амплитуда отклика от электронов меньше.

Для сопоставления данных между двумя способами тестирования на контрольной выборке (64 шт.) была проведена оценка зависимости между откликом стрипов при регистрации мюонов и электронов (рис. 9):

$$N_{\text{ф.э.м}} = A + K_{\mu/e} N_{\text{ф.э.е}}$$

где A — смещение корреляционной зависимости, $N_{\text{ф.э.м}}$ и $N_{\text{ф.э.е}}$ — числа зарегистрированных фотоэлектронов от мюонов и электронов соответственно, $K_{\mu/e}$ — корреляционный коэффициент. По результатам тестирования был получен корреляционный коэффициент: $K_{\mu/e} = 1.76 \pm 0.05$. Данный коэффициент дает возможность оценить отклик стрипа от мюонов на основе зарегистрированных электронов.

Важной характеристикой стрипа, определяющей его эффективность, является значение ослабления потока фотонов от расстояния. На тестовой выборке с использованием бета-спектрометра было проведено измерение световых стрипа в двух точках, соответствующих максимальному (50 см от SiPM) и минимальному

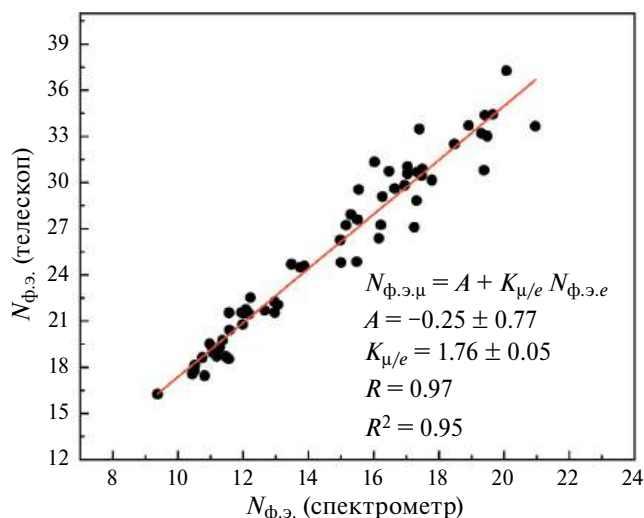


Рис. 9. Корреляционная зависимость между показаниями мюонного телескопа и бета-спектрометра.

(250 см от SiPM) световыходу. Средний световыход от электронов (по бета-спектрометру) в точке 50 см составил 18.58 ± 0.08 фотоэлектронов, а в точке 250 см 13.29 ± 0.05 фотоэлектронов. Полученные распределения световыхода в двух точках, пересчитанные с учетом корреляционного коэффициента, показаны на рис. 10. Расстояние 250 см было выбрано в качестве опорного при тестировании и отборе стрипов. С учетом корреляционного коэффициента средний световыход стрипов от мюонов в точке 50 см составил 32.71 ± 0.13 фотоэлектрона, а в точке 250 см — 23.41 ± 0.12 фотоэлектрона. При этом более детальные измерения (в точках с шагом в 25 см) показали, что зависимость световыхода от длины стрипа убывает монотонно и представляет из-за краевых эффектов более сложную, чем экспонента зависимость.

4.2. Тестирование кремниевых фотоумножителей

Тестирование SiPM осуществлялось с помощью стенда, состоящего из светоизолированного бокса, матрицы для установки партии SiPM, блока подсветки с источником наносекундных вспышек на базе двух голубых светодиодов с генератором сигналов, рассеивателя света и 32-канальной платы считывания сигналов с SiPM CAEN DT5702 [34] на базе ASIC Citiroc 1A, которая обеспечивает регулируемое напряжение питания и оцифровку каждого канала с SiPM. Электроника стенда позволяет одновременно в автоматическом режиме проводить измерения характеристик партии SiPM до 32 шт. Более подробно процедура тестирования описана в работе [28].

Целью тестирования SiPM является определение рабочего напряжения питания и соответствующего ему коэффициента усиления при засветке стандартными вспышками. Поставка SiPM от производителя осуществлялась двумя партиями. Оказалось, что партии SiPM имели разные паспортные рабочие напряжения: 53.7 ± 0.2 В и 55.2 ± 0.2 В. Измерения коэффициента усиления проводились для каждой группы в трех точках при разном напряжении питания с предварительной калибровкой каждого канала платы на соответствие кодов АЦП подаваемому на вход напряжению. Для каждого напряжения проводился набор спектров с одноэлектронными подсветками. Примеры данных

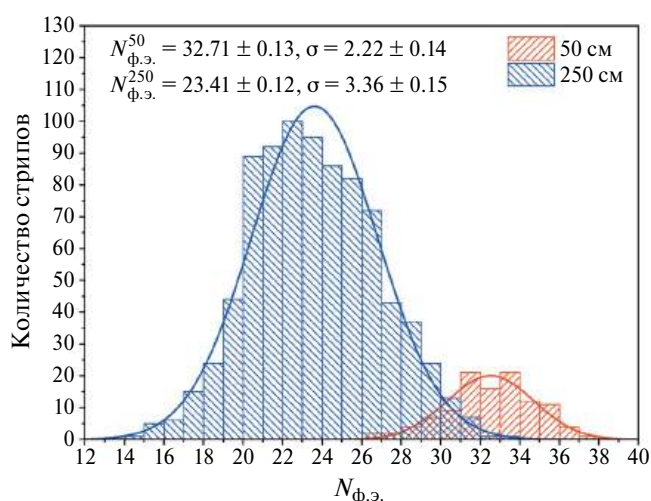


Рис. 10. Распределение световыхода стрипов в точках 50 и 250 см от SiPM (в пересчете на отклик от мюонов).

спектров для SiPM с паспортным напряжением 55.2 В показаны на рис. 11.

В результате были получены значения коэффициентов усиления при различных напряжениях питания. При паспортном напряжении 53.7 В средний коэффициент усиления составил $1.38 \cdot 10^6$, а при напряжении 55.2 В коэффициент усиления составил $1.39 \cdot 10^6$. Результаты тестирования показали линейную зависимость коэффициентов усиления от напряжения питания и позволили сгруппировать SiPM по стрипам базовых модулей и сконфигурировать платы считывания на нужное напряжение питания, обеспечивающее коэффициент усиления SiPM $1.2 \cdot 10^6$.

4.3. Точностные характеристики

Стриповый сцинтилляционный детектор является частью общей гибридной системы регистрации мюонного годоскопа. Однако ССД является законченным координатным детектором и может работать в автономном режиме, и по его данным можно также получать мюнограммы. Это важно с точки зрения перекрестного контроля двух детекторов. Оценка точностных характеристик ССД проводилась путем сравнения с моделированными данными. В основе реконструкции треков космических мюонов в ССД лежит метод поиска прямолинейного участка отдельно по Z- и Y-ориентированным слоям стрипов при условии срабатывания всех шести однопроекционных плоскостей.

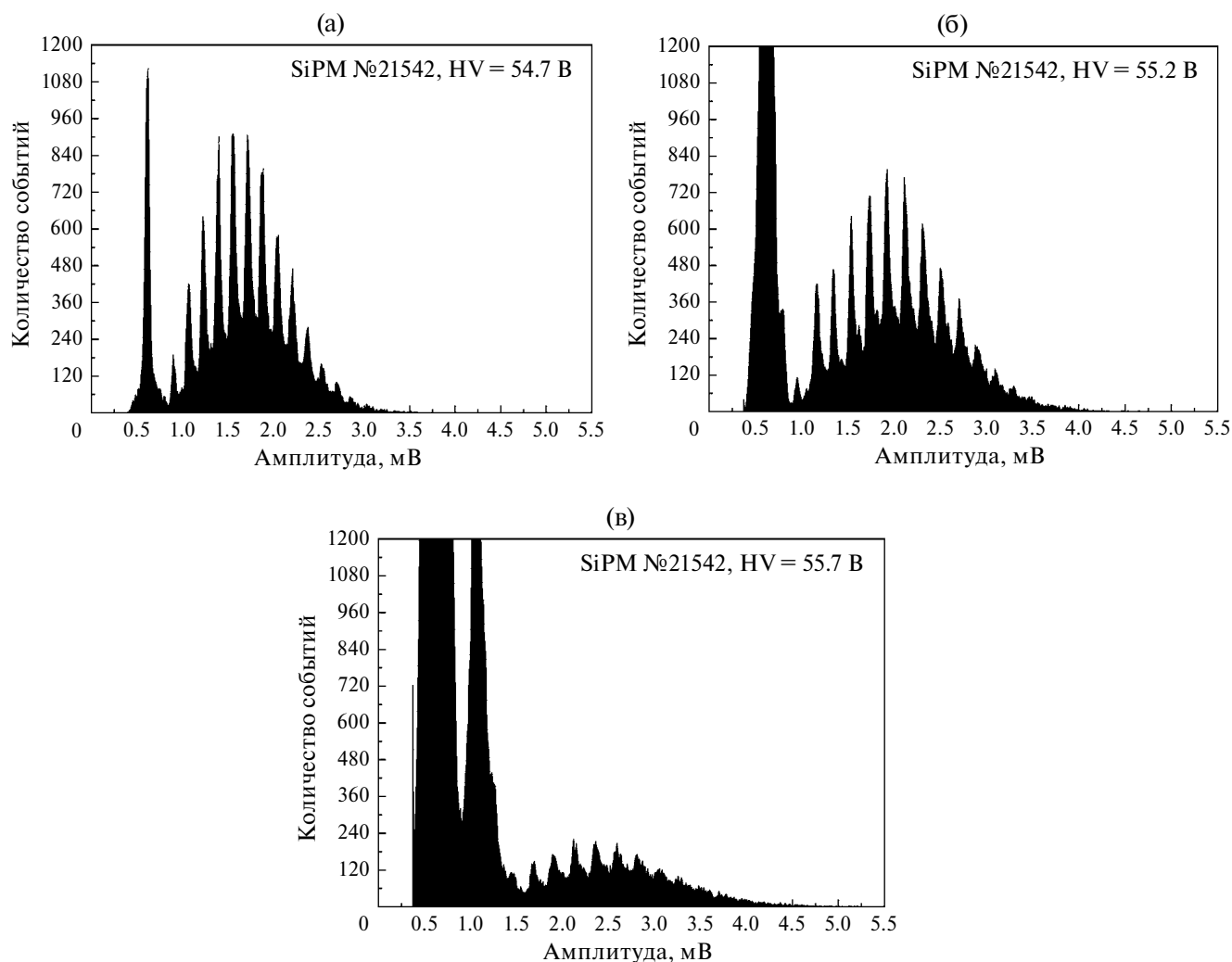


Рис. 11. Амплитудные спектры SiPM при напряжениях 54.7, 55.2 и 55.7 В.

При поиске “прямолинейного” участка каждому сработавшему стрипу ставится в соответствие точка, находящаяся в середине рассматриваемой проекции стрипа (прямоугольника). В качестве критерия нахождения сработавшего стрипа на ожидаемом “прямолинейном” участке используется ширина допустимой области $w = k \cdot 23.1$ мм, где 23.1 мм – ширина стрипа плюс расстояние между двумя соседними стрипами в базовом модуле (шаг расположения стрипов), k – целое число, показывающее количество стрипов, входящих в допустимую область (кратность). Методом перебора всех возможных точек в разных слоях и “прямолинейных” участков выбирается тот вариант, который наилучшим образом соответствует критерию $|z - z_0| \leq w$ (т.е. наименьшей разнице), где z – координата текущего стрипа в проекционной плоскости ZX , z_0 – координата продолжения предполагаемого

пути прямой. Полученные прямые в двух проекционных плоскостях (ZX и YX) определяют трек частицы в пространстве, который в дальнейшем может быть использован для построения мюнографий, угловых распределений и мониторинга качества работы установки.

На рис. 12 и 13 представлены точностные характеристики ССД, полученные на основании моделированных в программном пакете Geant4 данных. На рис. 12 видно, что погрешность определения точки на треке по данным стрипов по всем базовым модулям составляет величину около 8 мм (FWHM). В эту величину также входят систематические неточности измерений координат геометрии детектора, определенное количество материала на пути мюона (стенки трубок и рама) и наличие мюонов с малыми импульсами. На рис. 13 приведена оценка угловой

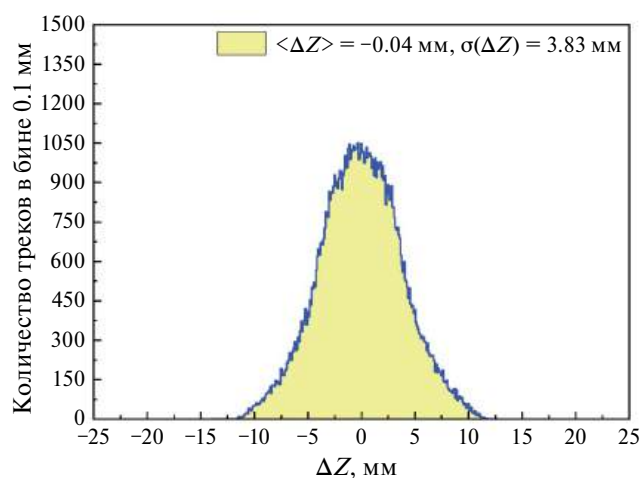


Рис. 12. Оценка пространственной точности.

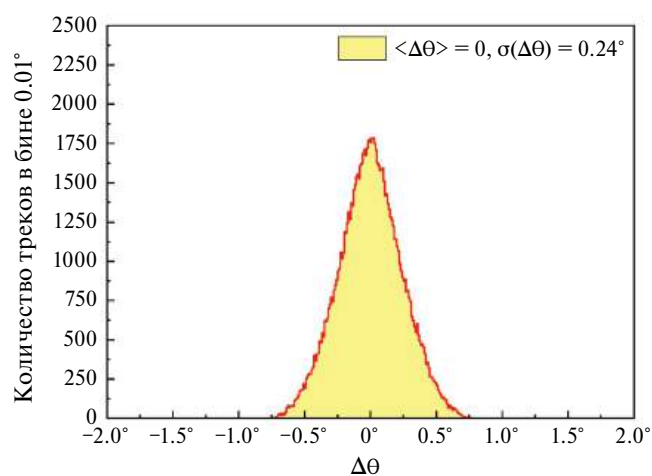


Рис. 13. Оценка угловой точности.

погрешности. Из рисунка следует, что верхняя оценка угловой погрешности определения зенитного и азимутального углов составляет $\sigma \approx 0.24^\circ$, что соответствует ошибке определения трека в пространстве $\sigma_\psi = \sqrt{2} \cdot \sigma \approx 0.34^\circ$ (около 6 мрад).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная детектирующая система на сцинтилляционных стрипах является важной частью общей регистрирующей и триггерной систем широкоапертурного прецизионного гибридного мюонного годоскопа. Разработанная считывающая электроника сцинтилляционного детектора обеспечивает наносекундную точность регистрации времени прихода сигналов со стрипов, формируя быстрый общесистемный триггер. Все элементы детектирующей системы ССД были предварительно протестированы на специализированных стендах, а результаты тестирования использованы в дальнейшем для настройки регистрирующей системы.

Тестирование партий стрипов и SiPM продемонстрировало соответствие полученных характеристик ожидаемым. Важным результатом является полученный для стрипов толщиной 7 мм отклик при регистрации мюонов с расстояния 2.5 м в среднем 23.41 ± 0.12 фотоэлектронов, что обеспечивает высокую эффективность регистрации треков мюонов при пороге около 5 фотоэлектронов, необходимом для значительного подавления шумов кремниевых фотоумножителей. Разработанная система детектора

на сцинтилляционных стрипах может автономно регистрировать треки одиночных космических мюонов с угловой точностью около 5 мрад. Совместное использование стрипового и дрейфового детекторов значительно повышает надежность и достоверность получаемых данных о потоке мюонов в широком диапазоне зенитных и азимутальных углов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллектив НОЦ НЕВОД (НИЯУ МИФИ) за содействие при выполнении работ по созданию мюонного годоскопа.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка и исследование гибридного мюонного годоскопа проводились в рамках договора между НИЯУ МИФИ и АО «ВНИИАЭС» от 19.11.2019 № 1.00-3-700-0650, а также при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (проект «Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей» № FSWU-2023-0068).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alvarez L.W.* Lawrence Radiation Laboratory Physics. 1 March 1965. Note 544.
2. *Alvarez L.W., Anderson J.A., Bedwei F.E., Burkhard J., Fakhry A., Girgis A., Goneid A., Hassan F., Iverson D., Lynch G., Miligy Z., Moussa A.H., Sharkawi M., Yazolino L.* // Science. 1970. V. 167. P. 832. <https://doi.org/10.1126/science.167.3919.832>
3. *Morishima K., Kuno M., Nishio A. et al.* // Nature. 2017. V. 552. P. 386. <https://doi.org/10.1038/nature24647>

4. A detector for muon tomography. UT Maya Muon Group. Technical report. The University of Texas at Austin, June, 2004.
5. *Basset M., Ansoldi S., Bari M., Battiston R., Blasko S., Coren F., Fiori E., Giannini G., Iugovaz D., Menichelli M., Reia S., Scian G.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2006. V. 567. P. 298.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.099>
6. *Menichelli M., Ansoldi S., Bari M., Basset M., Battiston R., Blasko S., Coren F., Fiori E., Giannini G., Iugovaz D., Papi A., Reia S., Scian G.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2007. V. 572. P. 262.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.317>
7. *Tanaka H.K.M., Taira H., Uchida T., Tanaka M., Takeo M., Ohminato T., Aoki Y., Nishitama R., Shoji D., Tsuji H.* // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. B12332.
<https://doi.org/10.1029/2010JB007677>
8. *Lesparre N., Gibert D., Marteau J., Komorowski J.-C., Nicollin F., Coutant O.* // Geophys. J. Int. 2012. V. 190. P. 1008.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2012.05546.x>
9. *Noli P., Ambrosino F., Bonechi L., Bross A., Cimmino L., D'Alessandro R., Masone V., Mori N., Passeggio G., Pla-Dalmau A., Saracino G., Scarlini E., Strolin P.* // Ann. Geophys. 2017. V. 60. S0105.
<https://doi.org/10.4401/ag-7380>
10. *Nagamine K., Iwasaki M., Shimomura K. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 1995. V. 356. P. 585.
11. *Tanaka H.K.M., Nagamine K., Nakamura S.N., Ishida K.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2005. V. 555. P. 164.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.08.099>
12. *Tanaka H.K.M., Muraoka H.* // Geosci. Instrum. Method. Data Syst. 2013. V. 2. P. 145.
<https://doi.org/10.5194/gi-2-145-2013>
13. *Morishima K., Naganawa N., Nakano T., Nakamura M., Kawarabayashi J., Tomita H., Iguchi T., Maeda S.* // Proc. of the 26th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses in KEK. 2012. P. 27.
14. *Nagamine K.* // Proc. Jpn. Acad. B. 2016. V. 92. P. 265.
<https://doi.org/10.2183/pjab.92.265>
15. *Jenneson P.M.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2004. V. 525. P. 346.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.03.093>
16. *Gilboy W.B., Jenneson P.M., Simons S.J.R., Stanley S.J., Rhodes D.* // Nucl. Instrum. and Methods B. 2007. V. 263. P. 317.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2007.04.122>
17. *Borozdin K.N., Hogan G.E., Morris C., Priedhorsky W.C., Saunders A., Shultz L.J., Teasdale M.E.* // Nature. 2003. V. 422. P. 277.
<https://doi.org/10.1038/422277a>
18. *Priedhorsky W., Borozdin K., Hogan G. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 4294.
<https://doi.org/10.1063/1.1606536>
19. *Shultz L.J., Borozdin K.N., Gomez J.J., Hogan G.E., McGill J.A., Morris C.L., Priedhorsky W.C., Saunders A., Teasdale M.E.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2004. V. 519. P. 687.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.035>
20. *Osterlund M., Blomgren J., Donnard J., Flodin A., Gustafsson J., Hayashi M., Mermod P., Nilsson L., Pomp S., Wallin L., Ohrn A., Prokofiev A.V.* // Proceed. Sie. 2007. V. 25. P. 30
<https://doi.org/10.22323/1.025.0030>
21. *Bogolyubsky M., Bojko N., Borisov A., Fakhrutdinov R., Kozhin A., Yushchenko O.* // Proceed. of 2008 IEEE NSS and MIC conference. 19–25 October 2008. Dresden, Germany. 2008.
22. *Pesente S., Vanini S., Benettoni M., Bonomi G., Calvini P., Checchia P., Conti E., Gonella F., Nebbia G., Squarcia S., Viesti G., Zenoni A., Zumerle G.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2009. V. 604. P. 738.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.03.017>
23. *Астанов И.И., Каверзнев М.М., Конев Ю.Н., Петрухин А.А., Хохлов С.С., Яшин И.И.* РФ Патент 2761333С1, 2021.
24. Сайт ООО “Унипласт”.
<http://www.uniplast-vladimir.com>
25. Сайт фирмы KURARAY.
<http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>
26. Datasheet HAMAMATSU MPPC S13360 series – Cat. No. KAPD1052E04 Aug. 2016 DN.
27. *Yashin I.I., Davidenko N.N., Dovgopoly A.O., Fakhrutdinov R.M., Kaverznev M.M., Kompaniets K.G., Konev Yu.N., Kozhin A.S., Paramoshkina E.N., Pasyuk N.A., Tselinenko M.Yu., Yuschenko O.P., Zolotareva O.V.* // Phys. Atomic Nuclei. 2021. V. 84. P. 1171.
<https://doi.org/10.1134/S1063778821130421>
28. *Яшин И.И., Киндин В.В., Компаниец К.Г., Пасюк Н.А., Целиненко М.Ю.* // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 4. С. 598.
<https://doi.org/10.31857/S0367676521040396>
29. Сайт фирмы ORAFOL.
<https://www.orafol.com/en/americas/products/orabond-1395tm>
30. Сайт фирмы Weeroc.
<https://www.weeroc.com/products/sipm-read-out/petiroc-2a>
31. Сайт фирмы Terasic.
<https://www.terasic.com.tw/en/>
32. Datasheet Weeroc Petiroc 2A v. 2.5b – Doc date: 08/10/2018.
33. *Астанов И.И., Пасюк Н.А., Хохлов С.С., Целиненко М.Ю., Яшин И.И.* РФ Патент 2794236С1, 2023.
34. Сайт фирмы CAEN.
<https://www.caen.it/products/dt5702/>

УДК 539.1.074.3

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СТРИПОВ ДЛЯ МОДЕРНИЗАЦИИ ДЕТЕКТОРА ДАНСС¹

© 2024 г. Д. Н. Свирида^{a, b, *} от имени коллаборации ДАНСС

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

^bФизический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

*e-mail: Dmitry.svirida@itep.ru

Поступила в редакцию 21.11.23 г.

После доработки 01.12.2023 г.

Принята к публикации 06.03.2024

Стрипы из сцинтилляционной пластмассы со спектросмещающими волокнами являются базовыми элементами чувствительного объема детектора реакторных антинейтрино ДАНСС. Необходимость оптимизации конструкции стрипов определяется ограничениями чувствительности эксперимента к поиску стерильных нейтрино из-за невысокого энергетического разрешения детектора. Новая конструкция стрипов характеризуется существенно большим световыходом и лучшей равномерностью светосбора. Обсуждается методология регистрации света одновременно с обоих концов волокон, которая удваивает фотостатистику и дает информацию о продольной координате события. Работа отражает детали и статус модернизации детектора вместе с результатами недавних пучковых испытаний. Рассматривается также ожидаемое влияние улучшений на чувствительность к стерильному нейтрино.

DOI: 10.31857/S0032816224040087 EDN: NYTCBQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Детектор ДАНСС (Detector AntiNeutrino based on Solid State scintillator, DANSS) создан для регистрации реакторных антинейтрино в реакции обратного бета-распада (ОБР), а фундаментальной задачей эксперимента является поиск стерильных нейтрино путем анализа потока и спектров антинейтрино на разных расстояниях от источника. Ныне действующий детектор содержит 2500 стрипов из сцинтиллирующей пластмассы на основе полистирола [1]. Каждый стрип имеет длину 1 м и поперечное сечение $40 \times 10 \text{ мм}^2$. 25 параллельных

стрипов формируют слой толщиной 1 см, тогда как 100 слоев, уложенных с чередованием направления, образуют 1 м^3 чувствительного объема. Поверхностный слой каждого стрипа получен коэкструзией полистирола с примесью оксида титана для отражения света и оксида гадолиния для захвата нейтронов обратного бета-распада и имеет толщину около 300 мкм. Сбор света осуществляется при помощи трех спектросмещающих волокон Y-11(200) М производства KURARAY [2]. Волокна уложены в продольные канавки на одной из поверхностей стрипа и залиты силиконовым гелем [3] для улучшения оптического контакта. Центральное волокно каждого стрипа сопряжено с индивидуальным кремниевым фотоумножителем (КФУ). Боковые волокна каждого стрипа из десяти последовательных слоев

¹По материалам доклада, представленного на конференции TIPP-2023 “Технологии и аппаратура для физики элементарных частиц 2023”, Кейптаун, Южно-Африканская республика, 4–8 сентября 2023 года, <https://indico.tlabs.ac.za/event/112/>

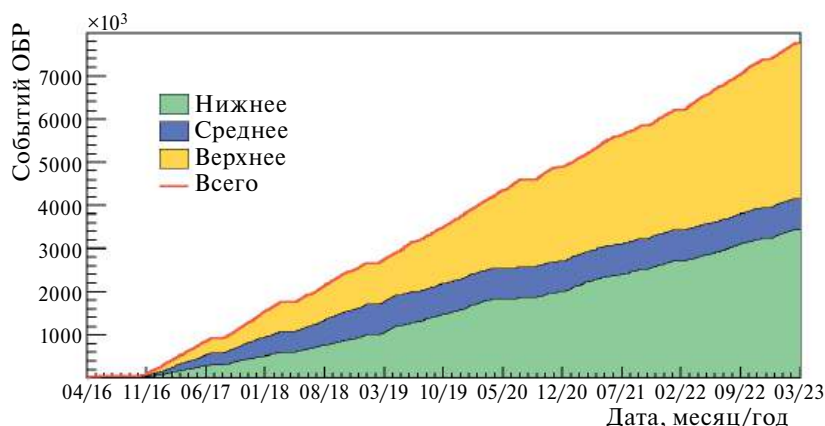


Рис. 1. Накопление событий обратного бета-распада в эксперименте ДАНСС.

с одинаковой ориентацией собраны в пучки на фотокатодах 50 традиционных вакуумных фотоэлектромножителей (ФЭУ). Регистрация света фотодетекторами обоих типов происходит с одной стороны стрипа, тогда как торцы волокон на противоположном конце стрипа отполированы и покрыты серебряной краской [4] для зеркального отражения.

Благодаря тому, что детектор не содержит легковоспламеняющихся или каких-либо других опасных материалов, оказывается возможным поместить его в непосредственной близости от промышленного ядерного реактора причем так, что ядро реактора и его биологическая защита располагаются выше детектора и создают существенное экранирование от космического излучения на уровне 50 м водного эквивалента. Расстояние между центрами чувствительного объема детектора и активной зоны реактора может изменяться в диапазоне

от 10.9 до 12.9 м при помощи подъемной платформы. Многочисленные преимущества выводят эксперимент на ведущие позиции в области регистрации нейтрино: скорость счета достигает 5000 событий в сутки, а полная накопленная статистика превышает 7 миллионов событий за 7 лет почти непрерывной работы. Рисунок 1 иллюстрирует рост количества зарегистрированных событий ОБР в диапазоне 0.75–8 МэВ. Мелкая сегментация детектора в сочетании с мощной многослойной пассивной защитой и сцинтилляционной вето-системой позволяют получать исключительно чистый набор данных — отношение сигнала к фону превышает 50, и этот фон прецизионно вычитается. Рисунок 2 показывает сравнение скорости счета событий обратного бета-распада и мощности ядерного реактора. Статистическая точность каждого двухдневного измерения около 1.5%, для измерений на протяжении всех семи лет применена

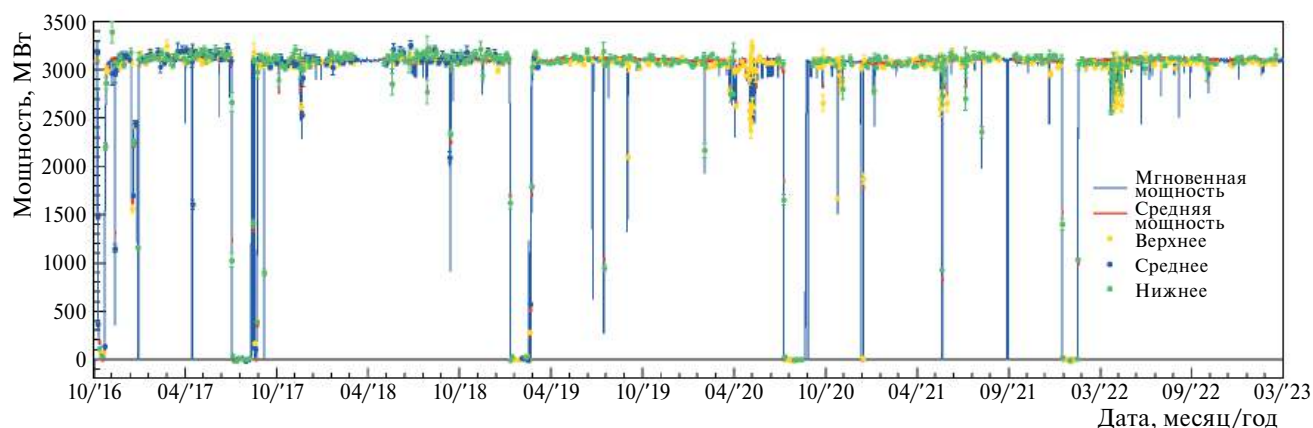


Рис. 2. Сравнение счета событий ОБР и мощности реактора. Цвета точек соответствуют верхнему (оранжевый), среднему (синий) и нижнему (зеленый) положению детектора, синяя линия показывает мгновенную мощность реактора, красные отрезки — ее усреднение за время измерения каждой точки.

единая нормировка, определяемая данными ноября 2016 года. Высокая скорость счета и исключительная стабильность детектора дают возможность использовать регистрацию антинейтрино для независимого мониторингирования мощности реактора.

В области своей фундаментальной задачи ДАНСС также занимает лидирующие позиции. В частности, область исключения параметров стерильного нейтрино, установленная на текущей статистике (рис. 3), достигает значения $5 \cdot 10^{-3}$ по углу смешивания, что является наилучшим мировым ограничением по этому параметру. Вместе с этим дальнейшее существенное улучшение чувствительности эксперимента оказывается невозможным без модернизации детектора.

2. МОДЕРНИЗАЦИЯ ДЕТЕКТОРА

Значительным недостатком существующего детектора является его весьма умеренное энергетическое разрешение, составляющее 34% для позитронов с энергией 1 МэВ. Среди особенностей, определяющих такое значение, можно выделить: невысокий световыход (18.9 фотоэлектронов/МэВ для КФУ и 15.3 ф.э./МэВ для ФЭУ), неравномерность светосбора из различных поперечных областей стрипа (около 8% среднеквадратичного отклонения), прочие неоднородности, например, неравномерность толщины коэкструзионного слоя, а также невозможность выполнить коррекцию на продольное затухание в стрипе для событий без срабатывания в соседнем поперечном слое, доля которых достигает 30%.

Приоритетной целью модернизации является улучшение энергетического разрешения более чем в два раза до 12% при 1 МэВ. При отказе от использования традиционных вакуумных ФЭУ оказывается возможным увеличить чувствительный объем на 70%, что приведет к увеличению скорости счета почти в два раза. Моделирование набора статистики модернизированным детектором показывает (рис. 4), что уже за 1.5 года работы область чувствительности детектора будет существенно расширена, причем в значительной степени в область больших значений массы стерильного нейтрино. Это, в свою очередь, позволит надежно проверить результат эксперимента Нейтрино-4 [5] и расширить область сравнения с экспериментом BEST [6].

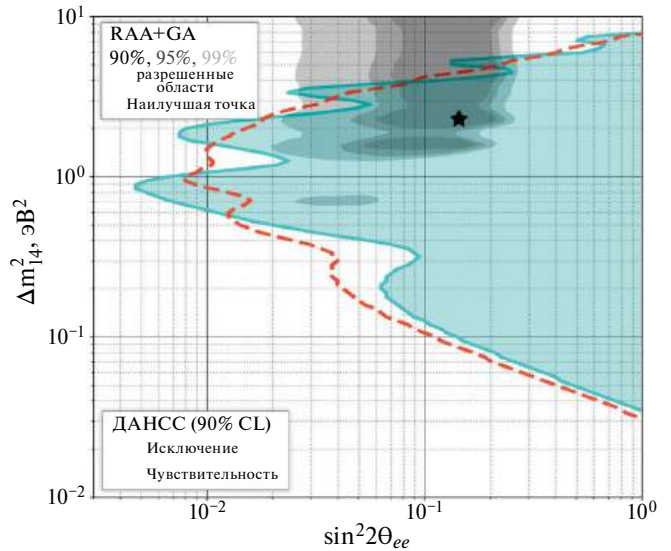


Рис. 3. Область исключения (голубой цвет) на плоскости параметров стерильного нейтрино в сравнении с расчетной чувствительностью эксперимента (пунктирная кривая); оценки выполнены на текущей статистике.

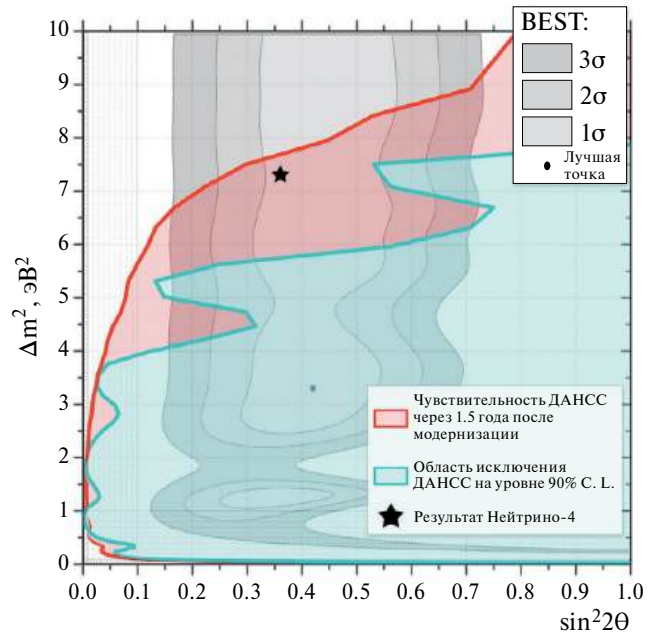


Рис. 4. Чувствительность модернизированного эксперимента ДАНСС после 1.5 лет набора статистики (красная область) в сравнении с современной областью исключения параметров стерильного нейтрино (голубая область) и экспериментальными результатами Нейтрино-4 (звездочка) и BEST (точка и серые области).

При проведении модернизации предполагается расположить новую сборку сцинтилляционных стрипов внутри существующей структуры пассивной и активной защиты на той же

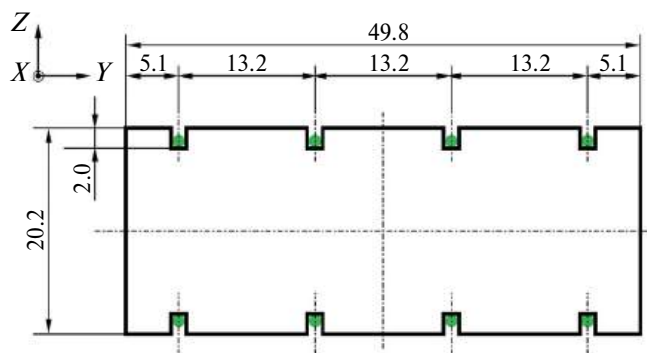


Рис. 5. Поперечное сечение сцинтилляционного стрипа с оптимизированными положениями канавок.

подвижной платформе. Геометрические размеры стрипов будут увеличены до $20 \times 50 \times 1200$ мм³, так что куб чувствительного объема со стороной 1.2 м будет сложен из 60 слоев по 24 стрипа; как и ранее, направление стрипов в соседних слоях будет чередоваться. Количество канавок со спектросмещающими волокнами теперь увеличено до восьми, причем они располагаются на обеих поверхностях стрипа (рис. 5). Положения канавок оптимизированы при помощи МК-моделирования распространения света для достижения наименьшего среднеквадратичного разброса светосбора. Детали этой оптимизации можно найти в [7]. Сами стрипы изготовлены из полистирола методом объемной полимеризации с воздушным охлаждением [8] с последующей резкой и механической обработкой — такой подход дает выигрыш в количестве сцинтилляционного света по сравнению с экструзионным процессом. Светоотражающий слой на поверхности стрипа создается по технологии вспенивания самого полистирола [9], позволяющей хорошо контролировать толщину и избегать применения тяжелых элементов (например, титана). Оксид гадолиния, необходимый для захвата нейтронов от реакции ОБР, вводится в состав специально изготовленной полиэтиленовой пленки толщиной 250 мкм, которая будет укладываться между слоями стрипов. Такой подход позволяет надежно контролировать как поверхностную плотность гадолиния, так и геометрическую толщину пленки. Регистрация света осуществляется с обоих концов стрипа при помощи КФУ, оптически сопряженных с торцами спектросмещающих волокон. Разность времен распространения света до противоположных концов стрипа и соотношение

зарегистрированных амплитуд сигналов будет использоваться для определения продольной координаты срабатывания, и в том числе учитываться для коррекции затухания света. Для сохранения количества каналов оцифровки все КФУ, расположенные с одного конца стрипа, объединяются аналоговым образом, тогда как каждый КФУ будет иметь индивидуальный канал питания для выравнивания коэффициентов усиления. Отказ от применения традиционных ФЭУ заставляет пересмотреть подход к построению системы сбора данных. В модернизированном детекторе не будет общего триггера, тогда как запись данных будет проводиться по условию совпадения сигналов от противоположных концов каждого стрипа независимо, а сборка событий будет выполняться при офлайн-обработке данных на основании временных меток. Новая малопотребляющая электроника вместе с эффективной системой водяного охлаждения позволит существенно снизить температуру в местах расположения КФУ, а следовательно, и собственный тепловой шум КФУ.

3. ПЕРВЫЕ ИСПЫТАНИЯ НОВЫХ СТРИПОВ

В первой партии стрипов, изготовленной по описанной технологии, с одного конца стрипа располагалось только 4 КФУ, обеспечивая регистрацию света каждого второго волокна в шахматном порядке. Остальные 4 волокна были сопряжены с КФУ на противоположном конце стрипа. Таким образом каждое из 8 спектросмещающих волокон считывалось только одним КФУ, а дальний от фотодетектора конец волокна, как и ранее, был отполирован и покрыт зеркальной краской. Как и ранее, использовались волокна Y-11(200) М. Испытания семи стрипов из этой партии [7] были выполнены на пионном пучке синхроциклотрона СЦ-1000 в ПИЯФ им. Константина НИЦ “Курчатовский Институт”. Тестовая сборка стрипов в светонепроницаемом ящике располагалась между пропорциональными камерами, которые обеспечивали определение координат отрицательных пионов пучка с импульсом 730 МэВ/с с точностью лучше 1 мм. Для исследования различных продольных участков тестовой сборки ящик перемещался в направлении, перпендикулярном оси пучка.

Результаты испытаний оказались весьма

многообещающими [7]. Световой выход по сумме всех 8 фотодетекторов составил около 70 ф.э./МэВ для событий, зарегистрированных в середине стрипа, тогда как к концам стрипа он возрастает на 7–8%. Поперечная неоднородность светосбора оценена в 3% в терминах среднеквадратичного отклонения. Временное разрешение для релятивистских пионов составило 1.1 нс, что соответствует точности продольной координаты около 12 см. Таким образом, реализованные конструктивные и технологические улучшения в два раза увеличили световой выход и более чем в два раза уменьшили поперечную неоднородность светосбора, а также сделали возможным определение продольной координаты для любых событий с точностью, достаточной для учета затухания сигнала.

Измеренные характеристики выглядят почти достаточными для достижения поставленных целей модернизации. Действительно, фотостатистика соответствует разрешению чуть лучше 12%/МэВ, тогда как вклад поперечной неоднородности светосбора оказывается незначительным. Однако прочие неоднородности детектора, трудно поддающиеся простым оценкам, скорее всего, не дали бы возможности достигнуть целевого разрешения.

4. ДВУХСТОРОННЯЯ РЕГИСТРАЦИЯ СВЕТА

Надежды на дальнейшее улучшение ситуации были возложены на идею регистрации света с обоих концов каждого волокна, однако ее реализация потребовала решения непростой технологической задачи одновременного оптического сопряжения 16 КФУ с торцами волокон. КФУ устанавливается на печатные платы по технологии поверхностного монтажа. При этом обеспечить совмещение торца волокна с чувствительным окном КФУ в поперечном направлении несложно — достаточно пропустить волокна через отверстия в специальной направляющей панели (далее — оптический коннектор), расположенные строго напротив КФУ. Гораздо большую сложность представляет обрезка волокна до необходимой длины ровно таким образом, чтобы его торцы на обоих концах упирались в поверхность КФУ. Даже небольшой избыток длины волокна приводит к его изгибам с возможным выходом за пределы канавки, тогда как появление зазора масштаба сотен микрон между торцом

волокна и КФУ уже приводит к существенным потерям света. При этом сама поверхность торца должна быть полированной.

Для решения этой задачи была предложена и реализована следующая технологическая методика. Волокна нарезаются с избытком длины 50–70 мм и укладываются в канавки одновременно с заливкой гелем. Оптические коннекторы изготавливаются отдельно на фрезерном станке с числовым программным управлением (для массового производства будет использоваться пресс-форма или печать на фотополимерном 3D-принтере). После застывания геля коннектор надевается на волокна, смазанные эпоксидным клеем (рис. 6а), и фиксируется к телу стрипа винтами (не показаны на рис. 6). Когда клей застынет, стрип устанавливается в устройство, специально разработанное и изготовленное для срезания выступающих частей оптического коннектора. Устройство имеет два вращающихся режущих инструмента, расположенных на общем подвижном основании. Основание перемещается в горизонтальном направлении вдоль плоскости оптического коннектора при помощи ходового винта. При перемещении основания выступающие части коннектора вместе с избытком застывшего клея и выступающими концами волокон срезаются первым инструментом, представляющим собой дисковую фрезу. Вторым инструментом — алмазный резец, закрепленный на вращающемся диске, — отрегулирован таким образом, чтобы дополнительно срезать 100–200 мкм с поверхностей, образующихся после прохода фрезы. Качество поверхности торца волокна после обработки таким резцом близко к полированному, тогда как торцы всех восьми волокон лежат в одной плоскости и готовы к сопряжению с КФУ на печатной плате (рис. 6б).

Чувствительное окно КФУ имеет форму квадрата со стороной 1.3 мм, в то время как диаметр волокна составляет 1.2 мм. Смещение волокна более чем на 50 мкм от центра чувствительного окна приводит к потерям света. Автоматизированная технология монтажа КФУ на печатную плату обеспечивает относительную точность установки около 25 мкм. Аналогичная точность достижима при изготовлении оптического коннектора. В теле коннектора предусмотрены центрирующие отверстия (видны на рис. 6б), имеющие такое же расположение относительно центров волокон, как аналогичные отверстия

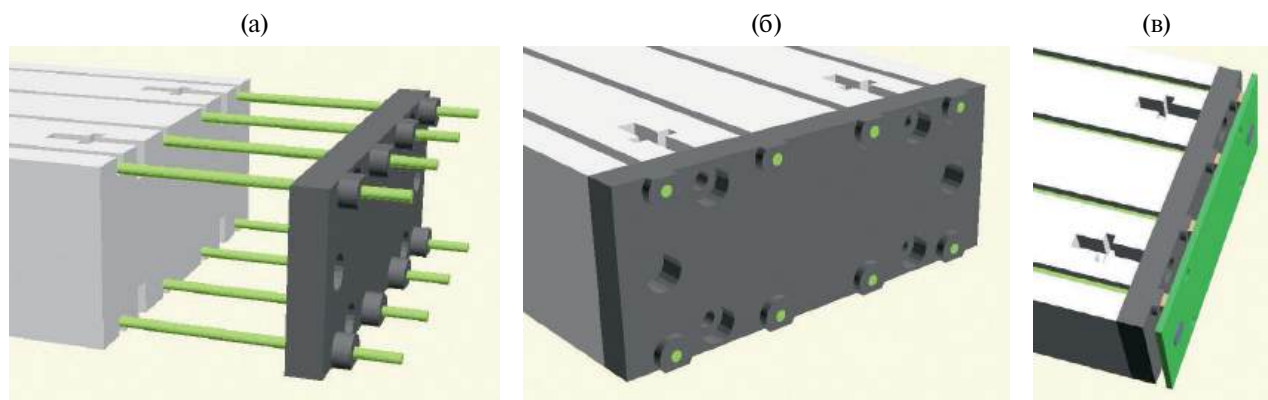


Рис. 6. Технология одновременного сопряжения 8 КФУ с торцами спектросмещающих волокон: **а** — волокна пропущены в отверстия оптического коннектора для последующей вклейки и фиксации; **б** — оптический коннектор после прохода двойного режущего инструмента; **в** — печатная плата с 8 КФУ установлена на коннекторе и выравнена с помощью направляющих.

в плате КФУ по отношению к центрам их чувствительных окошек. Прецизионное совмещение платы с оптическим коннектором осуществляется при помощи специального направляющего устройства. Плата с КФУ устанавливается на штыри направляющего устройства, которые затем совмещаются с центрирующими отверстиями коннектора. Через отверстия в теле направляющего устройства плата вместе с коннектором фиксируется на теле стрипа четырьмя винтами, после чего направляющее устройство удаляется. Одна сторона полностью снаряженного стрипа изображена на рис. 6в (не показаны винты крепления, а штыри направляющего устройства показаны условно, без самого устройства).

5. НОВЫЕ ВОЛОКНА YS-2 ПРОИЗВОДСТВА KURARAY

Дополнительное улучшение стало возможно благодаря появлению новых спектросмещающих волокон того же производителя, специально оптимизированных для временных измерений [10]. Недостаток информации о свойствах этих волокон вдохновил команду ДАНСС выполнить собственное исследование [11], в котором выполнено сравнение характеристик нового YS-2 и широко распространенного Y-11 волокон. Для определения времени высвечивания в работе применена методика регистрации однофотонных событий, временное распределение которых (рис. 7) описывается формулой

$$N(t) = C \cdot \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{t - t_0 - \sigma^2 / \tau}{\sqrt{2}} \right) \right) \cdot e^{-(t - t_0) / \tau}.$$

Формула учитывает отклик регистрирующей аппаратуры, описываемый гауссовым распределением с шириной σ . Времена высвечивания τ , полученные для исследуемых образцов, указывают на то, что волокно YS-2 ($\tau = 4.0$ нс) почти в два раза быстрее, чем Y-11 ($\tau = 7.4$ нс). Световой выход нового волокна оказался на уровне или несколько выше, чем у традиционного Y-11, тогда как кривые затухания у обоих образцов практически совпали. Применение YS-2, таким образом, оказывается предпочтительнее по всем его параметрам.

6. ИСПЫТАНИЯ СТРИПОВ С ДВУХСТОРОННИМ СЧИТЫВАНИЕМ

Технология изготовления стрипов с полным двухсторонним считыванием была отработана и применена для сборки новой партии из восьми экземпляров с использованием волокна YS-2. Тестовые испытания выполнялись на вторичном пучке канала 14-протонного синхротрона У-70 [12] НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ. В качестве трековой системы использовались проволочные дрейфовые камеры с гексагональной структурой [13], обеспечивающие координатную точность не хуже 0.5 мм при эффективности свыше 98%. Дефокусированный пучок отрицательных частиц с энергией 26 ГэВ одновременно облучал часть тестовой сборки

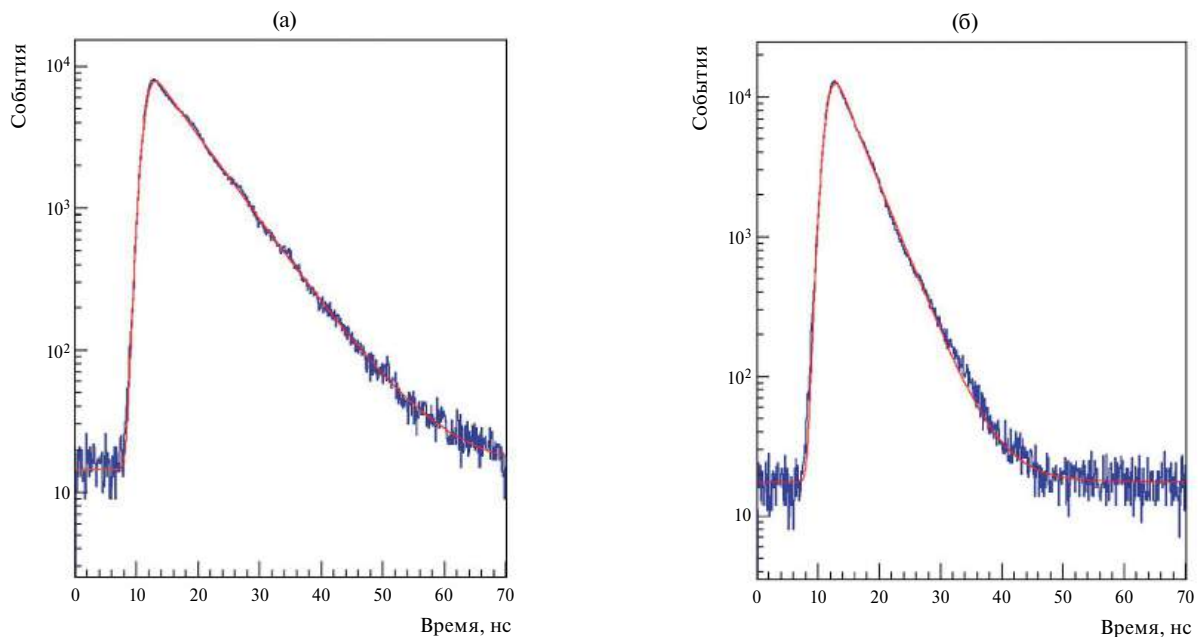


Рис. 7. Распределения однофотонных событий по времени переизлучения в спектросмещающих волокнах Y-11 (а) и YS-2 (б).

размером около 350 мм вдоль длинной стороны стрипа. Как и в предыдущем тесте, различные продольные зоны тестовой сборки вводились в пучок путем перемещения светонепроницаемого ящика в направлении, перпендикулярном оси пучка. При обработке данных зоны облучения в 4 позициях ящика разделялись на 10 приблизительно равных областей для исследования зависимостей от продольной координаты. В поперечном направлении разделение выполнялось на интервалы шириной 2 мм.

При проведении тестовых испытаний выполнялась индивидуальная оцифровка сигналов с каждого кремниевого фотоумножителя в противоположность рабочему режиму с аналоговым объединением. Так же, как в самом эксперименте ДАНСС, калибровка каждого канала КФУ [14] выполнялась при помощи набора и анализа шумовых спектров параллельно с записью основного потока данных на протяжении всего времени испытаний. С учетом температурного дрейфа усиления и вторичных сигналов вычислялась величина однофотонного сигнала и все дальнейшие оценки выполнялись в терминах количества фотоэлектронов.

Спектры световыходов для различных поперечных частей стрипа приведены на верхней части рис. 8. Вертикальная ось показывает поперечную координату каждого двухмиллиметрового

интервала, тогда как цвет каждой точки соответствует количеству событий со световыходом, определяемым положением этой точки вдоль горизонтальной оси. Распределение, показанное на рис. 8а, получено для сигналов от единственного КФУ, в данном случае второго от верхней стороны, тогда как распределение на рис. 8б соответствует сумме сигналов от всех 16 КФУ выбранного стрипа; в обоих случаях исследуется продольная зона стрипа, ближайшая к его центру. На обоих рисунках хорошо просматриваются положения канавок. Нижние распределения являются суммарной проекцией всех поперечных координат за исключением краевых областей за пределами голубых линий на рис. 8а, б. Форма этих распределений сильно меняется в зависимости от выбора комбинации КФУ и не поддается описанию какой-либо наперед заданной функцией, поэтому мерой для сравнительных числовых оценок выбрана медиана распределения (оранжевая линия на рис. 8в, г). Так, для одного КФУ световыход, оцененный по медиане, составляет 36.7 фотоэлектронов, тогда как суммарный световыход всего стрипа равен 542.7 ф.э. Для сравнения с реальным энерговыделением выполнялось упрощенное МК-моделирование ионизационных потерь минимально-ионизирующей частицы в двухсантиметровом слое полистирола стрипа. Медиана этого распределения оказывается равной

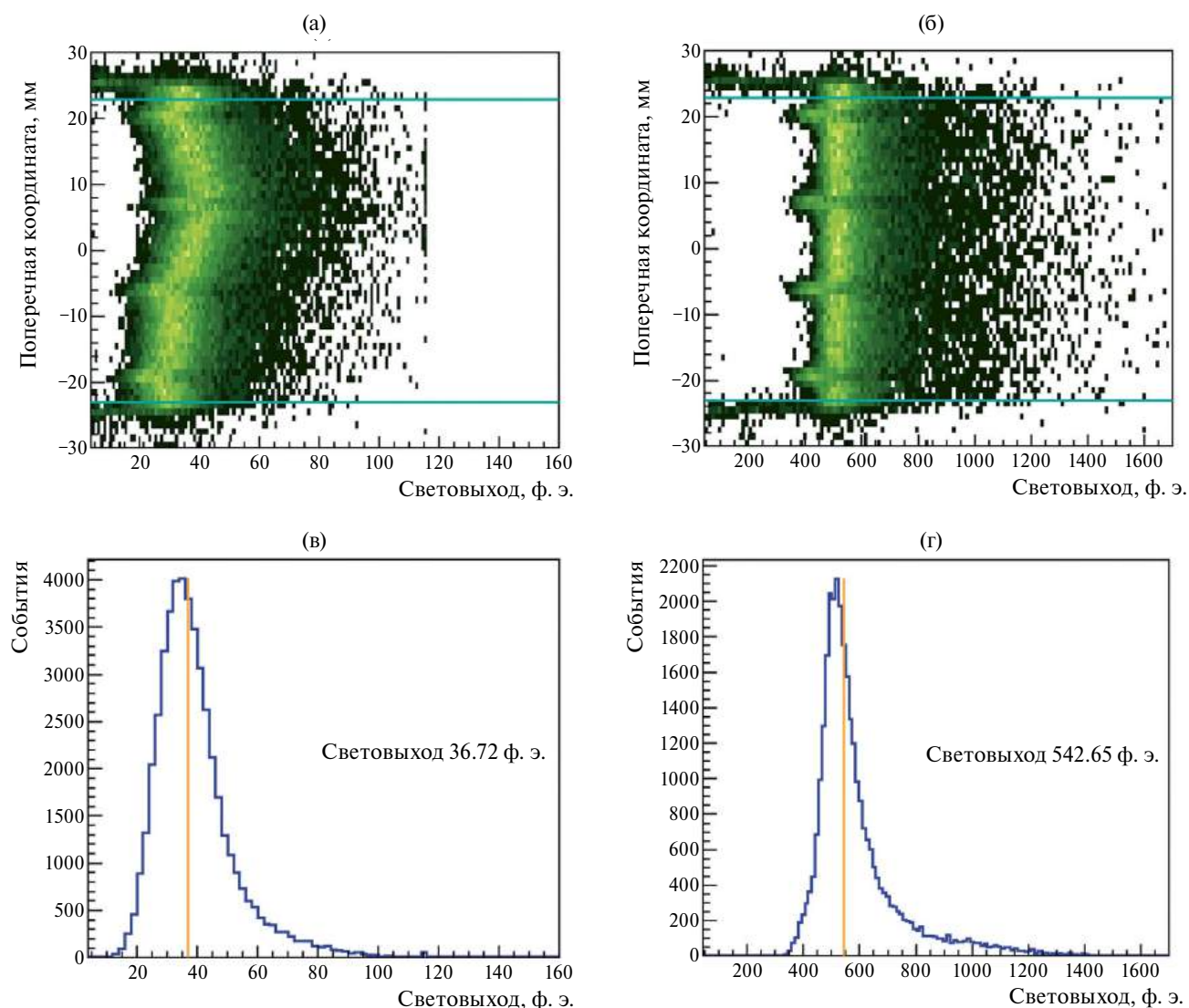


Рис. 8. Спектры световыхода для поперечных срезов стрипа шириной 2 мм (вверху), регистрируемые одним КФУ (а) и всеми КФУ (б); суммарные по всем поперечным координатам спектры световыхода (в, г) для тех же комбинаций КФУ с проведенными медианами распределений.

3.7 МэВ. Таким образом, световыход, измеренный для выбранного стрипа, составляет 147 ф.э./МэВ, а среднее значение по всем испытанным стрипам близко к 140 ф.э./МэВ.

Измерения зависимости световыхода от продольной координаты (рис. 9) показывают, что ослабление света при его распространении от конца стрипа, дальнего от фотодетектора, составляет около 33% (более точно, при изменении дальности на 1100 мм). Это несколько хуже, чем следует из приводимой производителем длины затухания более 3.5 м, но объясняется, возможно, более быстрым затуханием на коротких расстояниях от торца волокна из-за свойств распространения света в его оболочках.

Суммарная по обоим концам стрипа зависимость световыхода демонстрирует почти плоское поведение – отклонения от среднего значения составляют всего $\pm 2.6\%$ от минимума до максимума. Такое свойство означает, что, даже если полностью отказаться от введения коррекций на продольное затухание, вклад этого эффекта в энергетическое разрешение будет незначительным.

Используемая аппаратура сбора данных позволяет вычислять лишь относительные времена между любой парой сигналов в одном событии. Для оценки временного разрешения стрипа как целого можно использовать разность средних времен сигналов от каждого из концов.

Распределение такой разности показано на рис. 10а для области засветки длиной 115 мм вблизи центра стрипа. Среднеквадратичный разброс составляет 0.69 нс, но включает в себя эффект от конечного размера области засветки. Если исключить этот вклад, временное разрешение оценивается в 0.59 нс. Зависимость упомянутой разности времен от продольной координаты центра засветки приведена на рис. 10б, вертикальные отрезки иллюстрируют ширины распределений, аналогичных рис. 10а, тогда как сама зависимость весьма близка к линейной. Задержка распространения составляет 5.3 нс/м, что в точности соответствует показателю преломления полистирола центральной части волокна. Несколько избыточная измеряемая скорость распространения может означать не полностью скомпенсированный амплитудный эффект при определении временных параметров сигналов. Этот эффект, однако, не мешает использовать временные измерения для определения продольной координаты, поскольку фактическая задержка распространения может быть вычислена в условиях работающего детектора с использованием событий со срабатываниями в соседних перпендикулярных слоях. Точность определения продольной координаты по разности времен составляет 5.6 см для минимальной ионизирующей частицы, пересекающей стрип перпендикулярно его плоскости. Для частицы, выделяющей в стрипе энергию 1 МэВ, можно ожидать двукратного ухудшения

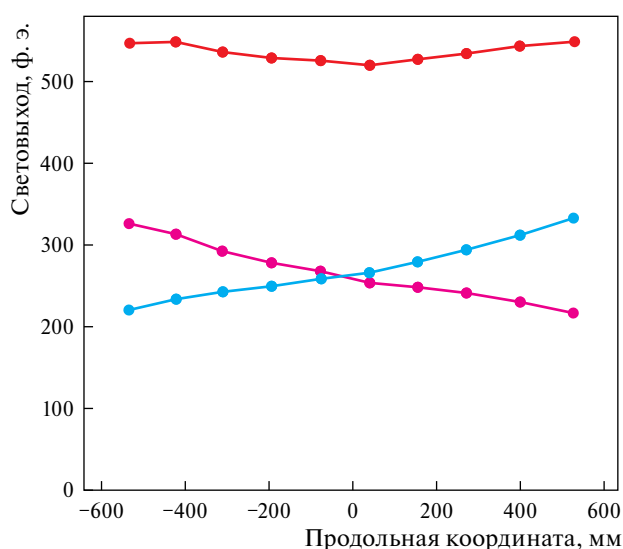


Рис. 9. Световыход с каждого из концов стрипа (сиреневая и голубая линии) и по сумме всех КФУ (оранжевая линия) в зависимости от продольной координаты.

этой оценки. Такой точности, тем не менее, вполне достаточно для вычисления коррекции на продольное затухание.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент ДАНСС занимает лидирующие позиции в области регистрации реакторных антинейтрино, однако умеренное энергетическое разрешение существующего

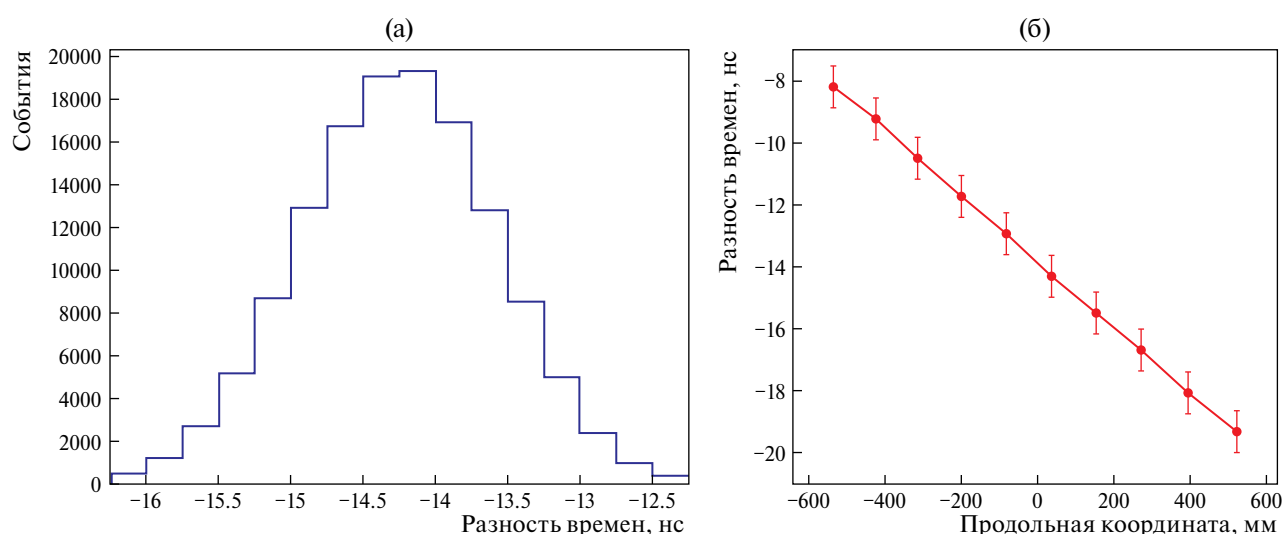


Рис. 10. Распределение разности средних времен регистрации сигналов на противоположных концах стрипа при засветке центрального участка длиной 115 мм (а) и изменение величины этой разности в зависимости от продольной координаты в стрипе (б).

детектора ограничивает дальнейшее продвижение в оценках существования стерильного нейтрино. Модернизация нацелена на более чем двукратное улучшение энергетического разрешения. Предложена и испытана новая конструкция основного элемента чувствительного объема детектора — сцинтилляционного стрипа со спектросмещающими волокнами. Увеличено количество волокон, оптимизировано их расположение на поверхности стрипа, разработана методика двусторонней регистрации света с обоих концов каждого волокна. Результаты пучковых испытаний показывают характеристики, превосходящие намеченные значения: фотостатистика соответствует разрешению 8.5% при энергии 1 МэВ, неоднородность светосбора лишь незначительно ухудшает этот показатель, в то время как эффект продольного затухания света невелик сам по себе и может быть полностью компенсирован за счет изменения продольной координаты по разности времен прихода сигналов на противоположные концы стрипа.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллаборация ДАНСС благодарит коллективы Лаборатории мезонной физики НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ и Лаборатории поляризационных исследований НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ за предоставление пучковой инфраструктуры и содействие в проведении тестовых испытаний.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-12-00085, <https://rscf.ru/project/23-12-00085/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alekseev I., Belov V., Brudanin V., Danilov M., Egorov V., Filosofov D., Fomina M., Hons Z., Kazartsev S., Kobayakin A.,

- Kuznetsov A., Machikhiliyan I., Medvedev D., Nesterov V., Olshevsky A. et al. // JINST. 2016. V. 11. № 11. P. 11011. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/11/P11011>
2. <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>.
3. <http://www.surel.ru/silicone/76/>.
4. https://www.eptanova.com/sites/default/files/download_products/silver-shine_eng.pdf.
5. Serebrov A.P., Samoilov R.M., Ivochkin V.G., Fomin A.K., Zinoviev V.G., Neustroev P.V., Golovtsov V.L., Volkov S.S., Chernyj A.V., Zhrebtsov O.M. // Phys. Rev. D. 2021. V. 104. № 3. P. 032003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.032003>
6. Barinov V.V., Cleveland B.T., Danshin S.N., Ejiri H., Elliott S.R., Frekers D., Gavrin V.N., Gorbachev V.V., Gorbunov D.S., Haxton W.C., Iragimova T.V., Kim I., Kozlova Yu.P., Kravchuk L.V., Kuzminov V.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V.128. № 23. P. 232501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.232501>
7. Alekseev I., Belov V., Bystryakov A., Danilov M., Ershova A., Filosofov D., Fomina M., Kazartsev S., Kobayakin A., Kozlenko N., Kuznetsov A., Machikhiliyan I., Mamedov F., Medvedev D., Nesterov V. et al. // JINST. 2022. V. 17. № 04. P. 04009. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/04/P04009>
8. <https://iftp.ru/cat/detektory-stsintillyatsionnye-plastmassovye/>.
9. <http://www.uniplast-vladimir.com/scintillation>.
10. http://kuraraypsf.jp/pdf/YSSeries_201007.pdf.
11. Alekseev I., Danilov M., Rusinov V., Samigullin E., Svirida D., Tarkovsky E. // JINST. 2022. V. 17. № 1. P. 01031. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/01/P01031>
12. <http://www.oku.ihep.su/index.php/uskoriteli/opisanie-uskoritelnogo-kompleksa>.
13. Alekseev I.G., Bordyuzhin I.G., Budkovskii P.E., Kalinkin D.V., Kanavets V.P., Koroleva L.I., Manaenkova A.A., Morozov B.V., Nesterov V.M., Ryl'tsov V.V., Svirida D.N., Sulimov A.D., Fedin D. A., Andreev V.A., Golubev V.V. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. № 5. P. 535. <https://doi.org/10.1134/S0020441214050029>
14. Alekseev I.G., Belov V.V., Danilov M.V., Zhitnikov I.V., Kobayakin A.S., Kuznetsov A.S., Machikhiliyan I. V., Medvedev D.V., Rusinov V.Y., Svirida D.N., Skrobova N.A., Starostin A.S., Tarkovsky E.I., Fomina M. V., Shevchik E.A., Shirchenko M.V. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2018. V. 15. № 3. P. 272. <https://doi.org/10.1134/S1547477118030020>.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 681.32

РАДИАЦИОННЫЕ ИСПЫТАНИЯ КОНЦЕНТРАТОРА ДАННЫХ НА БАЗЕ ПРОГРАММИРУЕМОЙ ЛОГИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ARTIX-7 ДЛЯ КРЕМНИЕВОЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

© 2024 г. М. О. Шитенков^{а, *}, Д. В. Дементьев^а, В. В. Леонтьев^{а, b},
А. Д. Шереметьев^а, Ю. А. Мурин^а

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

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

*e-mail: shitenkov@jinr.ru

Поступила в редакцию 30.09.2023 г.

После доработки 13.10.2023 г.

Принята к публикации 25.12.2023 г.

Целью данной работы является исследование возможности применения программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) Xilinx Artix-7 в системе сбора данных для кремниевой трековой системы эксперимента BM@N. В условиях сравнительно невысоких радиационных нагрузок ПЛИС может использоваться в качестве доступной альтернативы линейке радиационно-стойких микросхем GBT, которые в настоящее время применяются в современных экспериментах в области физики высоких энергий в ЦЕРНе, FAIR и др. Данная линейка микросхем предназначена для концентрации данных от многоканальной детекторной электроники и их последующей передачи по оптической линии связи к электронным блокам постобработки данных. В работе представлены результаты исследований чувствительности выбранной ПЛИС к радиационной нагрузке от протонов с энергией 1 ГэВ, оценена частота сбоев конфигурационной (SRAM) и блочной статической памяти (BRAM) в условиях применения данного технического решения в эксперименте BM@N. Дополнительно приводятся результаты исследования эффективности внедренных методов коррекции ошибок в конфигурационной памяти тестируемой ПЛИС.

DOI: 10.31857/S0032816224040094 EDN: NYSXKP

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из ключевых элементов современных детекторных установок в области физики высоких энергий являются трековые системы, которые применяются для идентификации треков, вершин рождения и определения импульсов вторичных частиц. Необходимость обеспечивать высокое пространственное разрешение обуславливает высокую гранулярность современных трековых систем, содержащих от нескольких сотен тысяч до нескольких миллионов каналов. В свою очередь, необходимость

сбора данных с большого количества ячеек и обмена информацией со считывающей электроникой детектора делает необходимым применение дополнительных электронных блоков для концентрации передаваемых данных. Эти блоки служат для обмена сигналами по высокочастотным медным кабелям с детекторной электроникой для последующей агрегации данных и их передачи по высокоскоростным и помехозащищенным оптическим каналам из зоны детектора с ее высоким радиационным полем на удаленно расположенную онлайн-ферму

экспериментальной установки. Для решения этой задачи в ЦЕРНе было разработано семейство радиационно-стойких микросхем GBT [1], которое включает в себя концентратор данных GBTx, микросхему для медленного управления детекторной электроникой GBT-SCA, радиационно-стойкие оптические приемник GBTIA и передатчик GBLD. В паре с ядром GBT-FPGA, реализованным в программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС), это решение может быть использовано для передачи детерминированных по времени команд управления в направлении детекторной электроники и одновременно с этим для сбора данных по высокоскоростной (4.8 Гбит/с) оптической линии связи. Для связи микросхем GBTx с детекторной электроникой используются дифференциальные цифровые линии связи формата LVDS. Микросхема GBTx была впервые применена в 2021 г. в экспериментах ATLAS, ALICE, LHCb, CMS на ускорителе LHC. Она также будет использоваться в экспериментах CBM и PANDA на ускорителе FAIR.

Однако экспорт микросхем GBT в Россию и ряд других стран находится под запретом стран-производителей, а использование нестандартной радиационно-стойкой технологии делает это решение чрезмерно дорогостоящим и неоправданно сложным в применении. В качестве доступной альтернативы линейке микросхем GBT для условий эксплуатации при радиационных нагрузках, умеренно превышающих нормальный радиационный уровень, нами был разработан электронный модуль

концентратора данных на основе ПЛИС Artix-7 [2]. Технические решения, использовавшиеся при разработке этого модуля, получившего название GBTxEmulator, обусловлены в первую очередь техническими требованиями системы сбора данных кремниевой трековой системы для эксперимента BM@N [3]. В то же время используемые аппаратные и программные средства позволяют адаптировать работу этого модуля для любой считывающей электроники детектора, работающей на основе протокола передачи данных GBT, а также открывает возможность использования их архитектуры в виде стартового варианта при последующем проектировании специализированных интегральных микросхем (СИМС), аналогичных оригинальным специализированным микросхемам GBTx.

Для того чтобы использовать разработанный модуль на основе данного ПЛИС в условиях эксперимента BM@N [4], потребовалось вынести концентраторы данных на удаление — на несколько метров в сторону от мишени — для снижения радиационной нагрузки на них, удливив при этом линии связи между детекторной электроникой и разработанным устройством. Также потребовалось интегрировать модуль обнаружения и исправления сбоев в конфигурационную память ПЛИС и предусмотреть возможность удаленной перезагрузки и прошивки платы.

За основу устройства был выбран модуль фирмы Trenz TE0712-02-100-2C [5], оборудованный ПЛИС от фирмы Xilinx Artix-7 XC7A200T. Модуль оснащен дополнительной материнской платой, оборудованной разъемами

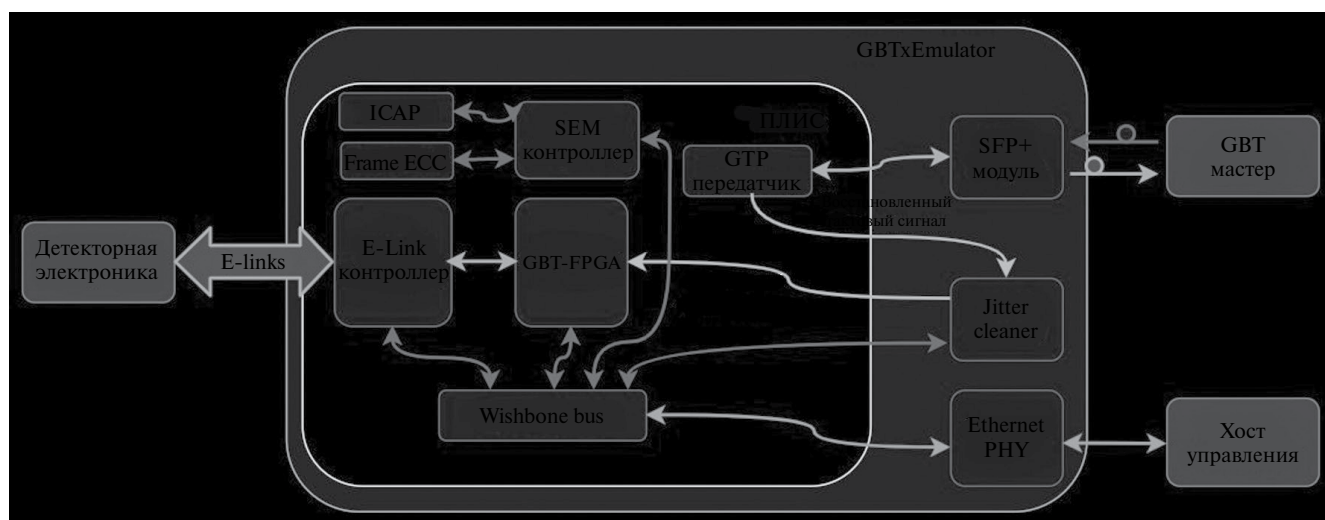


Рис. 1. Принципиальная схема устройства GBTxEmulator.

подключения к детекторной электронике, разъемом и системой питания, разъемом JTAG, двумя оптическими приемопередатчиками SFP+ и микросхемой очистителя джиттера. Блок-схема платы GBTxEmulator представлена на рис. 1.

Для коммуникации с детекторной электроникой используется модуль E-link, который рассчитан на 6 линий тактовых сигналов, 48 входящих линий дифференциальных сигналов и 6 нисходящих. В программном блоке “GBT-FPGA” реализован алгоритм приема передачи данных по протоколу GBT с сериализацией и десериализацией пакетов и методами восстановления поврежденных данных. Также протокол GBT позволяет отправлять детерминированные по времени команды на электронику детектора, что, в частности, может использоваться для временной синхронизации и передачи цифрового триггера. Этот блок взаимодействует через скоростной порт GTP по оптическому интерфейсу с ответным ядром “GBT-FPGA” [6], реализованным на более производительной ПЛИС Kintex-7. Разработанная плата обработки данных под названием “DPB” отвечает за управление, синхронизацию, прием, агрегацию и предварительную обработку данных. Более подробно схема системы сбора данных с кремниевой трековой системы эксперимента BM@N [7], в которой предполагается использовать рассматриваемое устройство, описана в работе [8].

Все модули GBTxEmulator управляются через адресную шину регистров под названием “Wishbone bus”. До установления соединения по протоколу GBT для автономного

управления устройством используется минималистичный синтезируемый процессор “J1B”. Тактовый сигнал в конечном итоге восстанавливается из оптической линии связи с помощью микросхемы очистки от джиттера фирмы Silabs. Дополнительный интерфейс медленного управления по протоколу IPbus [9] реализован с применением модуля Ethernet PHY. Его можно использовать при отладке, а также как альтернативу протоколу GBT для управления по медленному каналу и мониторинга считывающей электроники. Для обнаружения и исправления сбоев в конфигурационной памяти ПЛИС путем взаимодействия с встроенными системными модулями ICAP и FRAME ECC в модуль GBTxEmulator был интегрирован блок SEM-контроллера [10].

Фотографии модуля GBTxEmulator в версии прототипа и финальной версии представлены на рис. 2. Прототип имеет более гибкий функционал благодаря разъему FMC, на который можно устанавливать мезонинные модули с различными интерфейсами ввода-вывода. Это полезно при отладке устройства и расширяет область его применения для чтения других устройств, совместимых с GBTx. Финальная версия отличается компактными размерами, выполнена в стандарте Евромеханика 3U, имеет эргономичное расположение выводов и обеспечивает согласованность и высокое качество дифференциальных линий связи с детекторной электроникой. Размещение высоких компонентов на одной стороне позволило в два раза уменьшить высоту платы до 6 НР, что важно при компоновке крейтов.

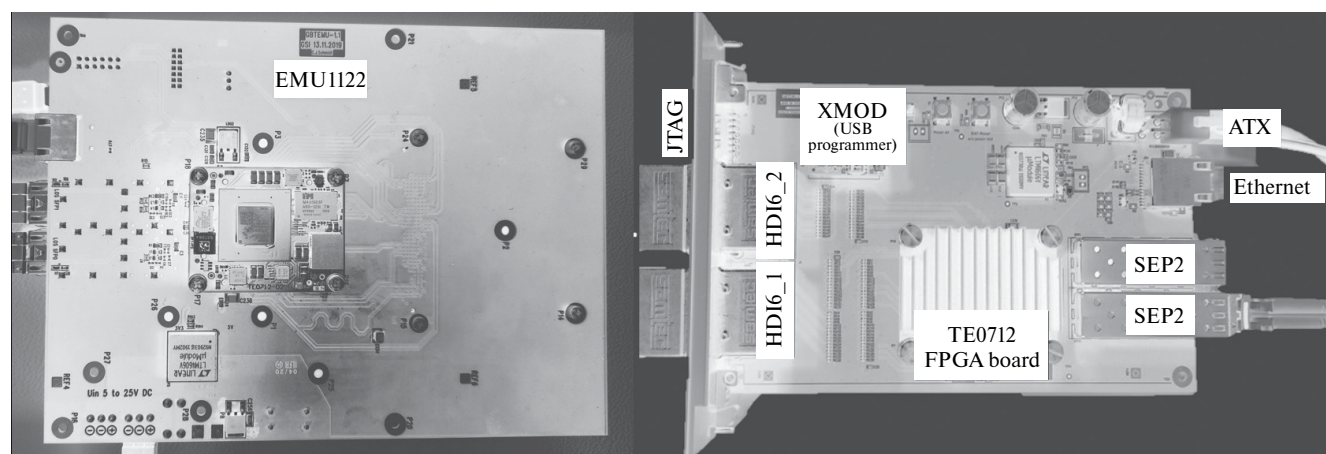


Рис. 2. Концентратор данных (GBTxEmulator) в версии прототипа (слева) и финальной версии (справа).

Аппаратные и программные решения, использованные при разработке модуля GBTxEmulator, представлены в работе [2], а применение модуля в эксперименте BM@N описано в [3]. Целью данной работы являлось экспериментальное определение частоты сбоев ПЛИС, вызванных радиационными эффектами, а также проверка работы методов устранения сбоев конфигурационной памяти ПЛИС, интегрированных в микросхему. Об этих методах [11] будет рассказано далее.

2. РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛИС

Используемая нами Xilinx Artix-7 — это энергоэффективная и высокопроизводительная ПЛИС, способная реализовать большой объем вычислений, обработки ввода-вывода и конфигурируемой логики. Artix-7 XC7A200T содержит 740 DSP-блоков, 215 360 логических ячеек, 365 блоков оперативной памяти (13 Мб внутренней памяти) и 16 приемопередатчиков 6.6 Гбит/с [12].

Все микроэлектронные устройства так или иначе чувствительны к ионизирующему излучению, влияющему на их работоспособность. В них наблюдаются различные радиационные эффекты, вызванные как накапливаемой устройством общей поглощенной дозой радиации (TID), так и эффекты, связанные с воздействием на функциональность прибора одиночных частиц (Single Event Effect, SEE). Известно, что именно последние являются наиболее частой причиной сбоев в ПЛИС [13, 14].

В процессе эксплуатации под воздействием ионизирующего излучения происходит постепенное накопление в слоях диоксида кремния интегральных схем паразитного заряда, что вызывает изменение характеристик микросхем, таких как возрастание тока утечки, увеличение задержки сигнала и дрейф порогов переключения, что при определенных дозовых нагрузках приводит к функциональным или параметрическим отказам. Оригинальная ИС GBTx способна работать при дозе в 200 кРад. Детекторная электроника кремниевой трековой системы основана на специализированной микросхеме STS-XYTER, способной выдерживать дозовые нагрузки до 800 крад [15]. Большая часть коммерческой электроники выдерживает от 5 до 100 крад. FLASH-память, хранящая программный код ПЛИС, работает без сбоев до 20 крад [16]. Существуют устройства,

способные выдерживать дозу и в 10 Мрад [17]. Допустимая доза для электронного устройства зависит от технологии изготовления и типа устройства. Радиационная стойкость СИМС может быть увеличена за счет уменьшения количества оксида кремния в изоляторах транзисторов или применения охранных колец [18].

При очень больших дозах радиации в кристалле кремния, на базе которого построена интегральная схема, наблюдаются так называемые дефекты смещения, состоящие в пространственном смещении целых групп атомов кристаллической решетки [19]. Для большинства современных микросхем, которые изготавливаются по КМОП-технологии (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник), такие явления наблюдаются намного реже, чем эффекты от накопления паразитных зарядов в слоях микросхемы. Однако следует отметить, что именно такие дефекты преобладают в перечне причин сбоев фотоприемников, солнечных батарей, силовых транзисторов, а также приборов, изготовленных на основе арсенида или нитрида галлия [20].

Наиболее серьезной причиной нарушения работы микроэлектронных приборов являются одиночные сбои, которые возникают при попадании в микросхему частицы с высокой ионизирующей способностью. Сбои такого рода классифицируются по степени своего результирующего воздействия на работоспособность микросхемы как “мягкие” и “жесткие”. Последнее — достаточно редкое явление, характерное для силовых микросхем. Примеры отказов такого типа — пробой подзатворного диэлектрика, прогорание транзистора из-за возникновения проводящего канала между стоком и истоком, а также тиристорный эффект [21].

Прохождение объема ПЛИС низкоэнергетическими протонами и нейтронами характеризуется малыми значениями линейной передачи энергии (ЛПЭ) [19] в кремнии, которые укладываются в диапазоне от 0.001 МэВ·см²/мг до 0.5 МэВ·см²/мг, поэтому ИС практически неуязвима для таких частиц. При пролете протона/нейтрона с энергией более 10 МэВ существует вероятность ядерной реакции в основном материале ИС (обычно кремнии), продуктами которой являются ядра отдачи с коротким пробегом, но большой ЛПЭ (до 15 МэВ·см²/мг). Порог сбоя стандартной ячейки памяти

в технологическом процессе полупроводникового производства с разрешением 7 нм находится ниже $0.1 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$. В технологическом процессе с разрешением 28 нм, в котором изготовлена ПЛИС Artix-7, это $0.3 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$, а при технологическом процессе с разрешением в 180 нм — от единицы до десятки $\text{МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$. Комбинационные и аналоговые схемы в случае ионизации генерируют импульсные всплески, а запоминающие элементы при превышении критического заряда изменяют свое значение до перезаписи.

Большинство ПЛИС хранит данные конфигурации логических ячеек в статической памяти (SRAM). Данный тип памяти является энергезависимым, т.е. не сохраняет конфигурацию устройства без питания, а после включения питания ПЛИС требуется снова загрузить микропрограмму. Для ПЛИС характерна линейная зависимость объема конфигурационной памяти от количества логических элементов. Чем меньше объем памяти, тем меньше вероятность единичных сбоев [22]. SRAM-технология характеризуется более высоким потреблением энергии и большей чувствительностью к радиоактивному излучению, но при этом имеет наибольшую плотность логических элементов, сохраняет возможность многократного перепрограммирования и относительно низкую себестоимость и поэтому применение SRAM в архитектуре ПЛИС широко распространено.

3. МЕТОДЫ УСТРАНЕНИЯ ЕДИНИЧНЫХ СБОЕВ В КОНФИГУРАЦИОННОЙ ПАМЯТИ ПЛИС

Для уменьшения воздействия ионизирующего излучения на работоспособность ПЛИС на основе SRAM необходимо использовать методы устранения неисправностей. Поэтому сейчас активно ведутся работы над созданием и внедрением таких методов, которые позволяют использовать ПЛИС в условиях повышенного радиационного воздействия, таких как космос или эксперименты в физике высоких энергий. С помощью таких методов, как очистка конфигурации, трехмодульная избыточность и кодирование с коррекцией ошибок удастся добиться надежной работы ПЛИС в жестких радиационных условиях [23]. В этом разделе кратко сообщается об используемых программных методах защиты конфигурационной памяти от “мягких”

сбоев, задействованных в исследуемой нами ПЛИС, и рассматриваются их ограничения.

Память конфигурации ПЛИС можно защитить от однобитовых сбоев с помощью базового блока “FrameECC”, использующего код Хемминга [24] для восстановления информации внутри блоков памяти, и внутреннего контроллера исправления ошибок SEM (SEU Error Mitigation). Совместно с этими блоками, ICAP интерфейс позволяет обеспечить чтение и запись регистров конфигурационной памяти, и тем самым позволяет SEM вносить исправления в поврежденные сегменты. Например, конфигурационная память микросхемы Artix-7 организована в виде серии 101×32 битовых фреймов (3232 бита). Внутри фрейма находится 32 битовое слово ECC (код Хемминга), которое используется базовым блоком FrameECC для идентификации местоположения в фрейме однобитового сбоя. Кроме того, FrameECC может определить наличие нескольких битовых сбоев в одном фрейме (MBU), но не позволяет идентифицировать их местоположение.

Конфигурационные ячейки чередуются таким образом, что физически соседние биты находятся в разных конфигурационных фреймах. Если одно событие вызывает нарушение в двух соседних фреймах, механизм FrameECC может устранить нарушения по отдельности. Из-за такого чередования многократные сбои могут быть интерпретированы одним из двух способов: как межблочные или внутривлочные.

В контроллере SEM [10] реализованы пять базовых функций: инициализация, генерирование ошибок, обнаружение ошибок, устранение ошибок и классификация ошибок. При инициализации запускается сам контроллер, устанавливаются связи с внутренними блоками, а при использовании интерфейса UART отправляется статусное сообщение. Весь процесс занимает до 100 мс и зависит от тактовой частоты. По завершению инициализации контроллер переходит в режим обнаружения ошибок. В этом режиме контроллер позволяет программным методом обнаруживать и устранять ошибки в конфигурационной памяти ПЛИС. Блок SEM в цикле проводит сканирование значений 32 битовых ECC и CRC в каждой ячейке памяти. Один цикл занимает 18 мс. В случае обнаружения ошибки контроллер переходит в режим классификации, а затем в режим исправления

ошибки. После устранения ошибки вновь осуществляется переход в цикл мониторинга сбоев.

Аппаратно-программная классификация сбоев позволяет определить, произошел сбой в “значимых” (“essential”) или в “незначимых” (“non-essential”) битах конфигурационной памяти, т.е. во влияющем или не влияющем на нормальную функциональность устройства бите данных, и тем самым определить необходимость его исправления. Режим генерации ошибок позволяет инжектировать сбои в конфигурационную память либо через интерфейс UART, либо через цифровые отдельные порты ПЛИС.

Контроллер не детектирует ошибки в блочной памяти (BRAM), распределенной памяти (DRAM) и триггерах (Flip Flop). Ошибки в таких ячейках памяти можно исправлять при помощи пользовательской логики и контрольных сумм CRC и ECC, зашитых в пакеты данных. Эта возможность и реализована в ядре GBT-FPGA и в интерфейсе E-link. Для ячеек памяти с конфигурационными регистрами и других критически важных узлов используется тройная модульная избыточность (TRM). Эта технология основана на тройном дублировании критических процессов или узлов с дополнительной системой выбора единичного результата на основе наибольшего количества голосов.

Контроллер мониторинга сбоев в текущей конфигурации работает на тактовой частоте 40 МГц при максимально возможной частоте 100 МГц. При этом имеется дополнительный модуль мониторинга по интерфейсу UART с пропускной способностью 9600 Кбит/с.

При регистрации многократного сбоя в одном фрейме контроллер выставляет статусный флаг ее детектирования и происходит автоматическая перезагрузка прошивки и реконфигурация системы, которая занимает порядка 5 с.

4. РАДИАЦИОННЫЕ ИСПЫТАНИЯ ПЛИС ARTIX-7

Для проверки работы описанной выше системы обнаружения и исправления сбоев в конфигурационной памяти ПЛИС Artix-7 XC7A200T и экспериментального определения вероятности сбоя от прохождения частицы через объем ПЛИС были проведены радиационные испытания устройства GBTxEmulator на ускорителе

СЦ-1000 в ПИЯФ (г. Гатчина), в которых исследовалось влияние единичных сбоев на конфигурационную память ПЛИС (СРАМ). Изменения значений ячеек данной памяти может привести к изменению функционала микросхемы. Это является недопустимым и может быть исправлено только после перезагрузки, если не применяются программные методы коррекции ошибок.

Тестовый стенд состоял из платы GBTxEmulator в лабораторном исполнении на регулируемой оснастке. Плата была подключена к удаленно управляемому лабораторному источнику питания и к персональному компьютеру по интерфейсу USB/UART. Через этот интерфейс одновременно проводилась запись информации о сбоях в конфигурационной памяти ПЛИС и удаленное управление платой. Плата с тестируемой ПЛИС Artix-7, площадь которой составляла 1.4 см^2 при пятне пучка 4.9 см^2 , выставилась перпендикулярно относительно оси пучка протонов. Неоднородность пучка в процессе измерений составляла не более 5%. Плотность потока частиц и поток частиц измерялись с помощью ионизационной камеры, установленной на выходе пучка из системы его вывода из ускорителя на расстоянии 150 см от тестируемого объекта. Фото тестового стенда представлено на рис. 3. Фиксировались все детектируемые сбои, их тип, время и статусная информация, подтверждающая функционирование платы. При критических сбоях осуществлялась автоматическая перезагрузка платы.

Процедура тестирования была разделена на 13 этапов с различной длительностью набора и интенсивностью пучка. Интенсивность варьировалась в диапазоне от $1.5 \cdot 10^4$ частиц/(с·см²) до $1.5 \cdot 10^6$ частиц/(с·см²). Суммарное время облучения составило 40 ч, во время которых $5.7 \cdot 10^{11}$ протонов прошло через микросхему. Всего было зарегистрировано 2666 сбоев, из которых 126 было невозможно исправить аппаратно-программными методами коррекции (многократные сбои). Количество зарегистрированных сбоев и их классификация по типам представлены на рис. 4. Видно, что половина сбоев являются “незначимыми”, т.е. сбои произошли в битах, не влияющих на исполнение микропрограммы ПЛИС.

Результаты испытаний показывают, что 95% сбоев конфигурации ПЛИС корректируются

с помощью базового модуля FrameECC и контроллера SEM. При этом 5% событий потребуют исправления с помощью внешних средств очистки SRAM. Это может быть либо просто перезагрузка микропрограммы из внешней FLASH-памяти, либо удаленная прошивка ПЛИС при детектировании сбоя.

Суммарная ионизирующая доза составила 1.22 крад при линейной передаче энергии (ЛПЭ) для протонов энергией 1000 МэВ равной $0.0018 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$.

Анализ экспериментальных данных позволяет по числу зарегистрированных сбоев конфигурационной памяти микросхемы N_{events} оценить вероятность такого единичного события σ в принятой в микроэлектронике нормировке на бит тестируемой памяти:

$$\sigma = \frac{N_{\text{events}}}{\Phi N_{\text{bits}}}, \quad (1)$$

где Φ — это количество протонов, прошедших через объем микросхемы за время испытания, N_{bits} — количество ячеек памяти тестируемого устройства.

Объем конфигурационной памяти $N_{\text{сram}}$ ПЛИС определяется по числу фреймов, указываемому в статусном сообщении контроллера SEM. Умножив их число на размер одного фрейма (равный 3232 бита), определяем, что объем конфигурационной памяти испытываемой микросхемы Artix-7 XQ7A200T $N_{\text{сram}} = 61\,094\,496$.

На рис. 5 представлены оценки вероятности сбоя ячейки конфигурационной памяти микросхемы Artix-7 XQ7A200T, рассчитанные по формуле (1) в отдельности для каждого из тринадцати испытаний, проведенных во время эксперимента. Погрешность определяется количеством накопленных сбоев, точностью измерения числа протонов, прошедших через микросхему во время данного тестирования, и в меньшей степени неоднородностью пучка.

Результирующее усредненное по серии всех отдельных испытаний значение вероятности сбоя в отдельном бите SRAM составило $(3.94 \pm 2) \cdot 10^{-15} \text{ см}^2/\text{бит}$.

Из документации производителя [25] известны экспериментальные значения вероятности сбоев для изготавливаемых им ПЛИС, полученные на ускорительном комплексе LANSCE

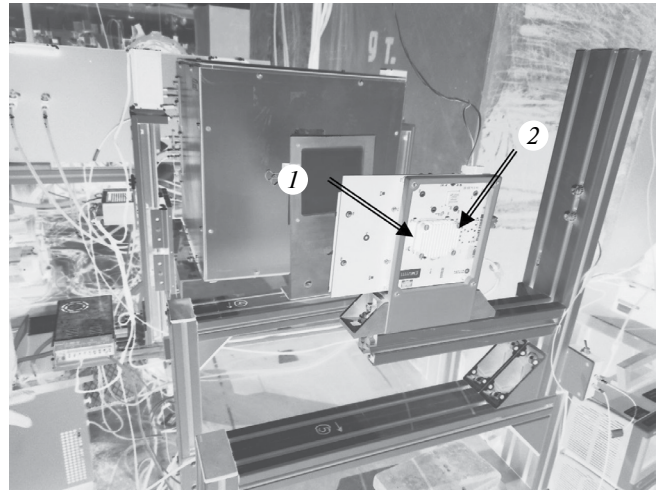


Рис. 3. Тестовый стенд для облучения протонами концентратора данных. Отмечены: 1 — ось пучка протонов, 2 — ПЛИС на плате концентратора.

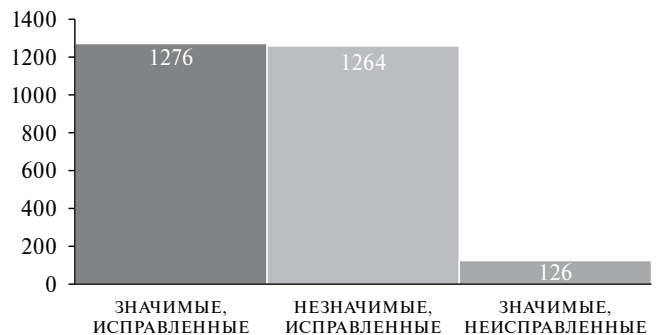


Рис. 4. Количество и квалификация сбоев микросхемы Artix-7 XQ7A200T, зарегистрированных в эксперименте.

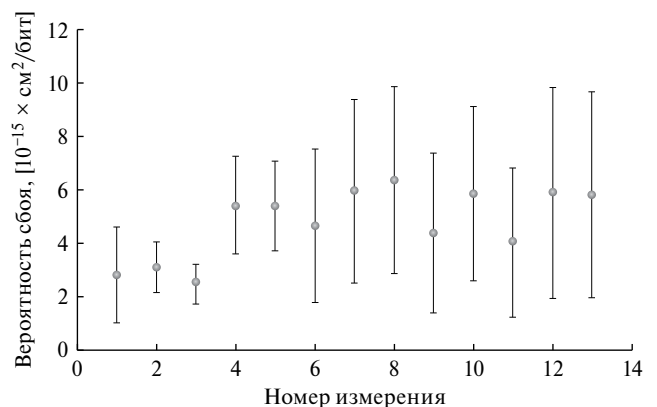


Рис. 5. Вероятности сбоя ячейки конфигурационной памяти микросхемы Artix-7 XQ7A200T для различных наборов данных, полученных в эксперименте.

в Лос-Аламосе, генерирующем пучок нейтронов широкого спектра. Подобные испытания неоднократно проводились также в экспериментах в ЦЕРНе и США [22] для близких по архитектуре ПЛИС Kintex-7 при различных энергиях и типах частиц. Эти результаты, представленные в табл. 1 совместно с аналогичными данными, полученными нами при тестировании ПЛИС Artix-7 XC7A200T на пучке протонов энергией 1000 МэВ, позволяют сравнить данные разных источников и тем самым оценить их достоверность. Действительно, семейства Artix-7 и Kintex-7 являются схожими, так как они изготавливаются по одному технологическому процессу, а вероятности единичных сбоев в спецификации от производителя равны $6.99 \cdot 10^{-15}$ см²/бит и $5.69 \cdot 10^{-15}$ см²/бит соответственно.

Эталонными для радиационных испытаний ПЛИС считаются облучения широким спектром нейтронов до 200 МэВ на ускорителе LANSCE, выполненные по стандарту JESD89A/89–3A. Их результаты представлены в табл. 1 под номером 2. Также в таблице имеются полностью аналогичные измерения от сторонней группы под номером 6. Представлены результаты испытаний с ускорительного комплекса TSL: для нейтронов широкого спектра под номером 5 и протонов энергией 180 МэВ под номером 4. Под номером 3 показана вероятность сбоя для пучка адронов энергией более 20 МэВ.

Данные табл. 1 показывают, что наши результаты хорошо коррелируют с результатами других экспериментов, что косвенно свидетельствуют об их достоверности. Хотя в нашем случае статистика по сбоям в BRAM отсутствует, но по данным измерений других авторов видно, что вероятность сбоя блочной памяти BRAM

по величине всегда близка с вероятностью сбоя конфигурационной памяти.

Хотелось бы еще раз отметить, что не все сбои в памяти конфигурации приведут к отклонению схемы от ее предполагаемой функции, а большая часть тех, что приведут, отслеживается и корректируется аппаратно-программными средствами, зашитыми в саму микросхему. Многие биты конфигурации, связанные с логикой и маршрутизацией, не задействуются в конкретной реализации, и поэтому сбои в этих битах не влияют на схему. Конфигурационные биты, которые приводят к отказу схемы при нарушении, называются “значимыми” конфигурационными битами, а те, которые не влияют на схему, называются “незначимыми”. По некоторым оценкам [25] для среднестатистической микропрограммы “значимыми” являются не более 10% битов конфигурационной памяти. Исходя из результатов наших испытаний, “незначимыми” оказались 50% сбоев конфигурационной памяти. Фактический уровень чувствительности варьируется между различными микропрограммами ПЛИС, и для оценки этой чувствительности часто проводится инъекция неисправностей программными методами в лабораторных условиях.

5. РАСЧЕТЫ РАДИАЦИОННЫХ ЗАГРУЗОК И ВЕРОЯТНОСТИ СБОЕВ ПЛАТЫ GBVXEMULATOR ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА VM@N

На основе полученных данных и результатов моделирования потоков частиц, рассчитанных с помощью программы FLUKA [26], была проведена оценка частоты сбоев и полной поглощенной дозы блоком концентратора данных

Таблица 1. Экспериментально измеренные вероятности одиночных сбоев памяти некоторых современных ПЛИС (результаты этой работы выделены курсивом).

Номер	Место проведения/Пучок	σ , CRAM, см ² /бит	σ , BRAM, см ² /бит
1	<i>ПИЯФ (1000 MeV Proton)</i>	<i>$3.94 \cdot 10^{-15}$</i>	<i>N/A</i>
2	LANSCE (“Xilinx”, WS Neutron)	$6.99 \cdot 10^{-15}$	$6.32 \cdot 10^{-15}$
3	CERN H4 (HE Hadron)	$1.50 \cdot 10^{-14}$	$1.40 \cdot 10^{-14}$
4	TSL (180 MeV Proton)	$8.29 \cdot 10^{-15}$	$8.19 \cdot 10^{-15}$
5	TSL (WS Neutron)	$6.55 \cdot 10^{-15}$	N/A
6	LANSCE (WS Neutron)	$6.89 \cdot 10^{-15}$	$6.15 \cdot 10^{-15}$

кремниевой трековой системы GBTxEmulator при планируемом размещении. Моделирования проведены для зоны эксперимента (с детальной моделью установки) при энергии пучка ионов золота равной 3.5 ГэВ и интенсивностью 10^6 ионов/с, который взаимодействует с фиксированной мишенью, размещенной внутри анализирующего магнита.

Из всех типов частиц наибольшую угрозу представляют нейтроны, в обилии заполняющие пространство экспериментального зала BM@N. Расчеты проводились для потоков нейтронов и отдельно для полного потока нейтронов, протонов и пионов с энергией больше 20 МэВ.

Суммарный поток частиц, потенциально способных вызвать сбой ПЛИС на плате концентратора данных, которая расположена в 4 метрах справа от точки взаимодействия пучка с мишенью, составил около 100 частиц/(с·см²). При таких нагрузках ожидаемое среднее время между сбоями (MTBF) для отдельного блока концентратора данных составит 8 часов. Многократные сбои, требующие перезагрузки и повторной настройки, будут происходить в среднем каждые 126 часов, что является удовлетворительным результатом при условии их обнаружения. Радиационный фон для частиц, оказывающих влияние на электронную элементную базу в выбранной нами зоне размещения аппаратуры, составляет $2 \cdot 10^{-10}$ крад/с. По предварительным расчетам поглощенная доза для отдельной ПЛИС, накопленная за время проведения эксперимента BM@N, не превысит 50 рад. Данное значение незначительно в сравнении с теоретическим допустимым порогом поглощенной дозы для коммерческой элементной базы платы GBTxEmulator, составляющим 5 крад [16].

6. ВЫВОДЫ

В данной работе показано, что современные ПЛИС на основе SRAM могут быть использованы для сбора данных с детекторной электроники, расположенной в областях с повышенной радиационной обстановкой, например, таких как кремниевая трековая система эксперимента BM@N в ОИЯИ. Однако для этого необходимо внедрять программно-аппаратные методы обнаружения и исправления сбоев, предусмотренные микросхемой, иметь возможность мониторинга и диагностики состояния системы, а также реализации функции удаленного

перепрограммирования. Согласно расчетам показано, что радиационные нагрузки на рабочем месте устройства вне детекторной установки не превышают допустимого порога, равного 5 крад для данных ПЛИС, а также для всей элементной базы платы GBTxEmulator даже при длительной эксплуатации системы. Среднее время между программно-корректируемыми сбоями конфигурационной памяти при прогнозируемых нагрузках в области эксперимента BM@N составляет 8 часов.

На примере концентратора данных кремниевой трековой системы GBTxEmulator отработана методика радиационных испытаний электронных средств на базе протонного ускорителя СЦ-1000. Определена вероятность сбоев в конфигурационной памяти ПЛИС Artix-7 XC7A200T при воздействии пучка протонов энергией 1000 МэВ. Она составляет $(3.9 \pm 2) \cdot 10^{-15}$ см²/бит, что хорошо коррелирует с результатами экспериментов на пучках с другими частицами и энергиями. Вероятность сбоя в блочной памяти BRAM можно считать аналогичной.

Экспериментально подтверждена эффективность методов обнаружения и коррекции однократных сбоев микросхемы Artix-7 XC7A200T. К сожалению, данные методы коррекции сбоев неприменимы для исправления многократных сбоев в одном кластере памяти, которые составляют 5% от всех сбоев. Тем не менее данные методы позволяют их обнаружить и исправить с помощью дополнительных алгоритмов или полной перезагрузки конфигурации ПЛИС из внешнего источника. Во время испытаний разработанное устройство GBTxEmulator полностью сохранило работоспособность после полученной дозы 1.22 крад.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Moreira P., Ballabriga R., Baron S. et al. // Proceedings of the Topical Workshop on Electronics for Particle Physics. TWEPP09. 2009. V. 690. P. 342. <https://doi.org/10.5170/CERN-2009-006>*
2. *Zabołotny W.M., Dementev D., Shitenkov M.O., Byszuk A., Emschermann D., Gumiński M., Kruszewski M., Miedzik P., Poźniak K., Romaniuk R., Schmidt C.J. // JINST. 2021. V. 16. C12022. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/12/C12022>*
3. The BM@N STS group. Technical Design Report for the Silicon Tracking System as part of the hybrid tracker of the BM@N experiment. Dubna: JINR, 2020. ISBN 978-5-9530-0541-8. <http://publications.jinr.ru/record/154087>

4. *Senger P., Dementev D., Heuser J., Kapishin M., Lavrik E., Murin Y., Maksymchuk A., Schmidt H.R., Schmidt C., Senger A., Zinchenko A.* // *Particles*. 2019. V. 2. P. 481. <https://doi.org/10.3390/particles2040029>
5. <https://shop.trenz-electronic.de/en/Products/Trenz-Electronic/TE07XX-Artix-7/TE0712-Artix-7/>
6. *Marin M.B., Baron S., Feger S., Leitao P., Lupu E., Soos C., Vichoudis P., Wyllie K.* // *JINST*. 2015. V. 10. C. 03021. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/03/C03021>
7. *Dementev D., Elsha V., Murin Y., Sheremetev A., Shitenkow M., Sukhov N., Baranov A., Kharlamov P., Merkin M., Lavrik E., Senger A., Senger P.* // *Phys. Part. Nuclei*. 2022. V. 53. № 2. P. 197. <https://doi.org/10.1134/S1063779622020265>
8. *Dementev D., Guminski M., Kovalev I., Kruszewski M., Kudryashov I., Kurganov A., Miedzik P., Murin Yu., Pozniak K., Schmidt C. J., Shitenkow M., Voronin A. G., Zabolotny W.* // *Phys. Part. Nuclei*. 2021. V. 52. P. 830. <https://doi.org/10.1134/S1063779621040213>
9. *Larrea C.G., Harder K., Newbold D., Sankey D., Rose A., Thea A., Williams T.* // *JINST*. 2015. V. 10. C02019. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/02/C02019>
10. Xilinx Corporation, Soft Error Mitigation Controller v4.1, PG036. 2022. P.4.
11. *Hu X., Wang J., Pinkham R., Hou S., Schwarz T., Zhou B.* // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 2019. V. 939. P. 30. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.05.045>
12. Xilinx Corporation. 7 Series FPGAs Overview. 2020. DS180, ver. 2.61. V.19.
13. *Чумаков А.И.* Действие космической радиации на ИС. Москва: Радио и связь, 2004.
14. *Wang J.J., Katz R., Sun J., Cronquist B., McCollum J., Speers T., Plants W.* // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 1999. V. 8. <https://doi.org/10.1109/23.819146>
15. *Rodríguez Rodríguez A.* PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2020.
16. *Messenger G. C., Ash M.S.* The effects of radiation electronic systems. New York: Van Nostrand Reinhold, 1991.
17. *Huang Q., Jiang J.* // *EPJ Web Conf*. 2018. V. 8. P. 170. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817003004>
18. *Баранов В.В., Прибыльский А.В.* // Доклады БГУИР. 2003. №1. <https://cyberleninka.ru/article/n/metody-povysheniya-ustoychivosti-kmp-bis-k-vneshnim-vozdeystviyam>
19. *Leroy C., Rancoita P.* Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection. World Scientific Publishing, 2009.
20. *Pearson S.J., Ren F., Polyakov A.Y.* // *ECS Journal of Solid State Science and Technology*. 2016. V. 5. № 2. <https://doi.org/10.1149/2.0251602jss>
21. *Neale A., Seifert N.* // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2019. V. 67. № 1. P. 15. <https://doi.org/10.1109/TNS.2019.2953268>
22. *Wirthlin M., Takai H., Harding A.* // *JINST*. 2014. V. 9. C01025. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/01/C01025>
23. *Wirthlin M.J.* // *JINST*. 2013. V. 8. C. 02020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/02/C02020>
24. *Путерсон У., Уэлдон Э.* Коды, исправляющие ошибки. Москва: Мир, 1976.
25. Xilinx Corporation, Device reliability report, UG116. 2023. Ver. 10.17. V.92. P. 23
26. *Fasso A., Ferrari A., Smirnov G., Sommerer F., Vlachoudis V.* // *Progress in Nuclear Science and Technology*. 2011. V. 7. P. 769. <https://doi.org/10.15669/pnst.2.769>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.075

МОДЕРНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ КРИОСТАТИРОВАНИЯ ЭМИССИОННОГО ДЕТЕКТОРА РЭД-100 ДЛЯ РАБОТЫ С ЖИДКИМ АРГОНОМ

© 2024 г. И. С. Александров^{a, b}, В. А. Белов^{c, a}, А. И. Болоздыня^{a, *},
А. А. Васин^a, А. В. Галаванов^{d, a}, Ю. В. Гусаков^{d, a}, А. Г. Коваленко^{c, a},
Е. С. Козлова^a, А. М. Коновалов^{e, a}, В. Н. Корноухов^{a, f}, А. В. Кумпан^a,
А. В. Лукьяшин^a, А. В. Пинчук^a, О. Е. Разуваева^{a, c}, Д. Г. Рудик^a,
Г. Е. Симаков^{c, a}, В. В. Сосновцев^a, А. В. Хромов^{a, b}, А. В. Шакиров^a,
А. В. Этенко^{c, a}

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

^bНациональный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 43

^cНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

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

^eФизический институт им. П.Н. Лебедева, Российской академии наук
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

^fИнститут ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7-а

*e-mail: aibolozdynya@mephi.ru

Поступила в редакцию 04.10.2023 г.

После доработки 27.10.2023 г.

Принята к публикации 29.11.2023 г.

Приведено описание модернизации криогенной системы двухфазного эмиссионного детектора РЭД-100 для обеспечения возможности работы с жидким аргоном в качестве рабочей среды с целью поиска эффекта упругого когерентного рассеяния реакторных электронных антинейтрино на ядрах аргона.

DOI: 10.31857/S0032816224040109 EDN: NYRXMI

1. СИСТЕМА ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ДЕТЕКТОРА РЭД-100

Система термостатирования детектора РЭД-100 первоначально была разработана для ожижения и стабилизации температуры жидкого ксенона, используемого в качестве рабочей среды детектора для изучения процесса упругого когерентного рассеяния реакторных электронных антинейтрино (УКРН) на тяжелых

ядрах [1, 2]. Система основана на технологии трубчатых термосифонов [3] и включает 4 трубчатых термосифона диаметром 12 мм (рис. 1), в которых в качестве теплоносителя используется азот, а в качестве холодильника – бассейн свободно кипящего жидкого азота, размещенный в резервуаре над детектором (рис. 2). Теплообменники термосифонов установлены на охлаждаемом внутреннем сосуде криостата. Медные теплообменники 8 и 11 термосифонов

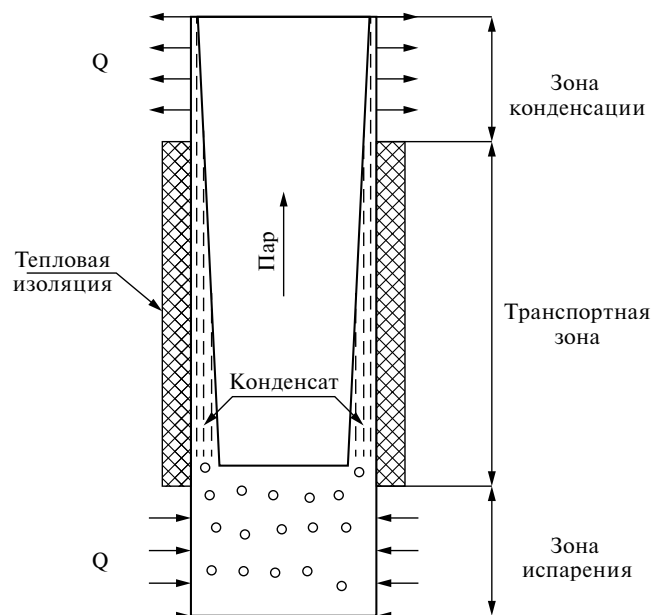


Рис. 1. Схема работы трубчатого термосифона из публикации [4].

ТС-1 и ТС-2 установлены в верхнем фланце и днище внутреннего сосуда криостата и задают градиент температур по высоте дрейфового объема детектора. Эти же термосифоны используются для конденсации рабочей среды детектора из газообразного состояния при заполнении детектора жидкостью. Дополнительные два боковых термосифона ТС-3 и ТС-4 [10] охлаждаются теплообменники, установленные на медном экране, окружающем камеру для выравнивания градиентов температур по окружности камеры (рис. 2). Состояние термосифонов (температура теплообменников и давление азота) контролируются с помощью датчиков, установленных в стойке станции контроля вместе с вентилями ручного управления заполнением термосифонов азотом. В качестве температурных датчиков используются терморезисторы Pt-100. На теплообменниках термосифонов установлено по два терморезистора Pt-100. Сигналы от одного из них идут на панель визуального контроля температуры, от другого — к модулю серии Adam-6000 (фирма Advantech) для непрерывного электронного мониторинга температуры теплообменников с выводом информации на экран компьютера. Станция контроля содержит две системы управления работой четырех термосифонов РЭД-100: ручную, содержащую 8 независимых каналов с ручными вентилями,

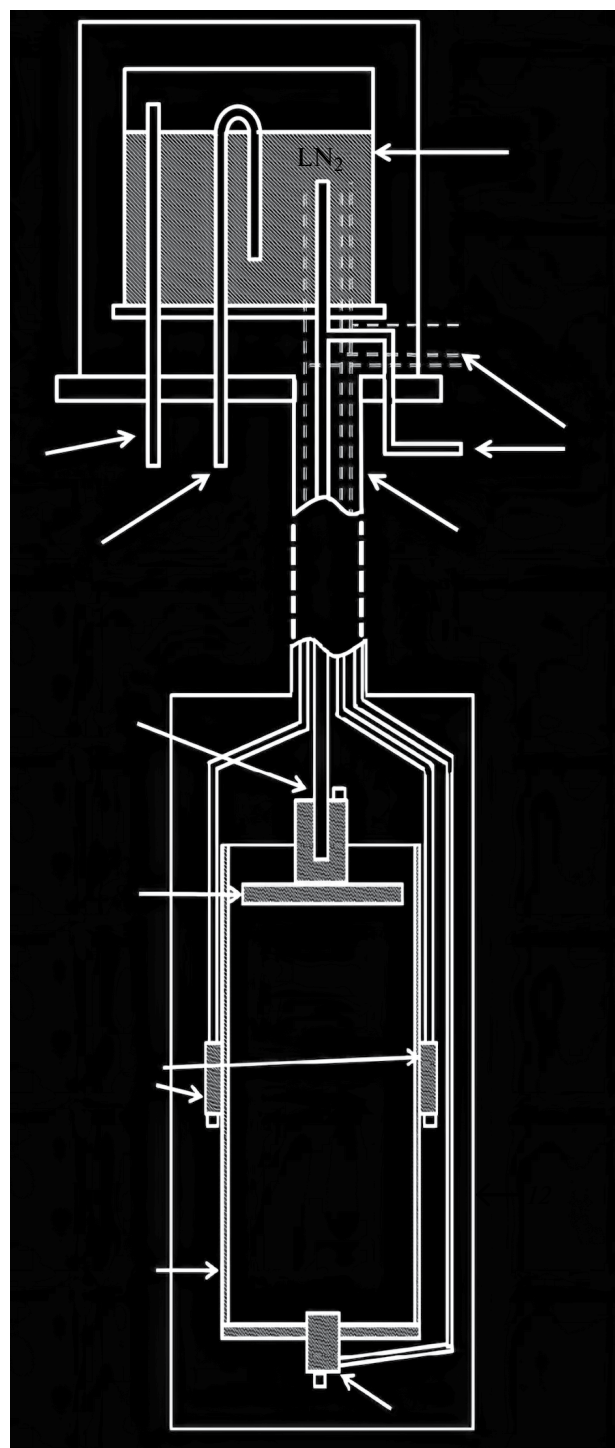


Рис. 2. Схема термосифонной системы криостатирования детектора РЭД-100 [2]: 1 — трубка заливки жидкого азота в резервуар 3, 2 — вентиляционная трубка, 3 — резервуар с жидким азотом, 4 — трубки для заполнения термосифонов газообразным азотом, 5 — вакуумированный металлорукав с трубчатыми термосифонами, 6 — охлаждаемый внутренний сосуд криостата, 7 — термодатчики, 8 — верхний теплообменник, 9 — термосифон ТС-1, 10 — теплообменники боковых термосифонов ТС-3 и ТС-4, 11 — теплообменник нижнего термосифона ТС-2, 12 — внешний кожух криостата детектора.

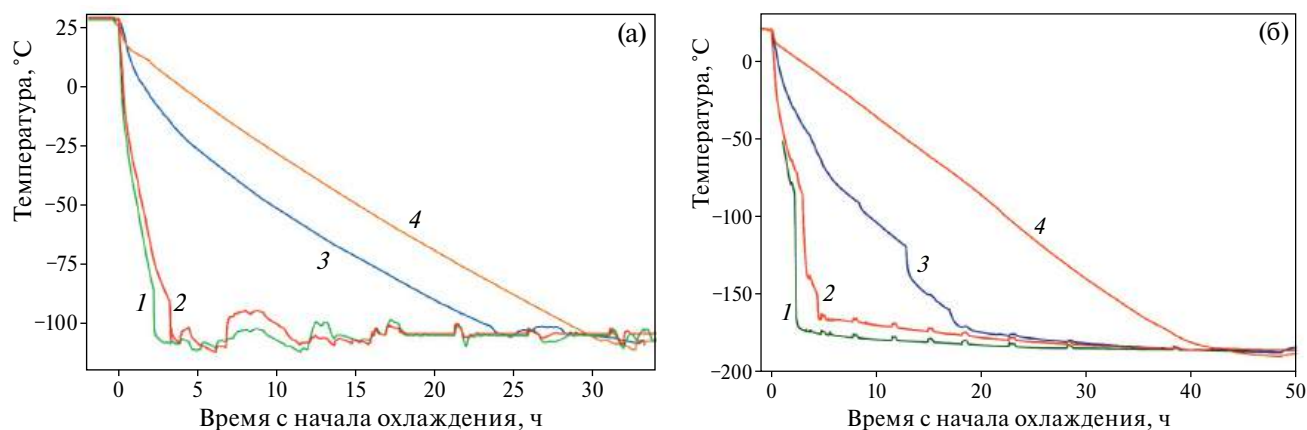


Рис. 3. Зависимости температур теплообменников, охлаждаемых трубчатыми термосифонами, от времени охлаждения детектора РЭД-100 при работе с ксеноном (а) и аргоном (б): 1 – для теплообменника термосифона ТС-4, 2 – для теплообменника термосифона ТС-3, 3 – для теплообменника термосифона ТС-2, 4 – для теплообменника термосифона ТС-1.

и дублирующую ее автоматическую, в которой потоками азота управляют контролируемые с помощью компьютера клапаны. Управление термосифонами для каждого канала выполняется независимо в основных режимах работы:

1) ожижение благородного газа при заполнении РЭД-100 рабочей средой,

2) стабилизация температуры при непрерывной циркуляционной очистке рабочего газа со скоростью 8–10 л/мин через горячий металлический геттер типа SAES MonoTorr.

Устойчивая работа разработанной системы термостатирования позволила провести эксперимент с детектором РЭД-100, заполненным жидким ксеноном (200 кг), на Калининской АЭС в период 2021–2022 гг. [5]. На рис. 3а представлены зависимости температуры теплообменников термосифонов от времени охлаждения РЭД-100 при работе с ксеноном.

2. МОДИФИКАЦИЯ СИСТЕМЫ ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ДЛЯ РАБОТЫ С АРГОНОМ

В настоящее время коллаборация РЭД-100 приступила к подготовке следующего этапа эксперимента на АЭС с использованием жидкого аргона в качестве рабочей среды детектора. Для поставленной задачи регистрации УКРН жидкий аргон выглядит более перспективной рабочей средой детектора по сравнению с ксеноном, поскольку обеспечивает более высокую энергию ядер отдачи в процессе рассеяния

антинейтрино, что позволяет повысить эффективность разделения полезных событий и фона одноэлектронных шумов [6]. Использование жидкого аргона в качестве рабочей среды детектора подразумевает необходимость охлаждения детектора до температуры -183°C , что на 80° ниже, чем при использовании жидкого ксенона.

Для работы с жидким аргонem в качестве рабочей среды система термостатирования детектора РЭД-100 была модифицирована: внутренний диаметр основного трубчатого термосифона ТС-1, охлаждающего верхний теплообменник, на котором происходит ожижение рабочего вещества, был увеличен с 11 до 26 мм при сохранении длины и диаметра зоны испарения и длины зоны конденсации (рис. 1). Согласно проведенным измерениям (рис. 3), в случае “ксеноновой” версии системы термостатирования (рис. 3а) в диапазоне температур от $+20^{\circ}\text{C}$ до -100°C скорость охлаждения составляла примерно 4 град/ч, а в случае модифицированной “аргоновой” версии системы термостатирования в диапазоне температур от $+20^{\circ}\text{C}$ до -180°C составила примерно 5 град/ч и позволила охлаждать детектор до температуры -183°C , как показано на рис. 3б.

Криогенная система РЭД-100 для аргона прошла лабораторные испытания в 2023 году в НИЯУ МИФИ. Было установлено, что модернизированная система криостатирования способна охлаждать детектор до температуры жидкого аргона (-183°C) примерно за 30 ч, а конденсация 100 кг аргона занимает примерно

трое суток. Помимо возможности эффективно-го охлаждения РЭД-100 для работы с жидким аргонем, была также испытана процедура стабилизации температуры детектора с точностью около 0.1° при непрерывной циркуляционной очистке аргона, включающей процессы испарения жидкой рабочей среды, циркуляции газообразного аргона через горячий металлический геттер типа MonoTorr и ожижение очищенного аргона в детектор со скоростью около 8–10 литров газа в минуту в течение трех недель. Это позволило достичь времени жизни квазисвободных электронов до захвата электроотрицательными примесями более 300 мкс. После выхода системы на стационарный температурный режим интервал между заливками очередной порции жидкого азота объемом 40 л в резервуар составил около 10 ч.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом показано, что модернизированная криогенная система установки РЭД-100 позволяет полноценно обеспечивать температурные режимы работы детектора при использовании жидкого аргона в качестве рабочего вещества детектора.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам кафедры № 7 НИЯУ МИФИ В.В. Дмитренко, В.Ф. Власику, З.М. Утешеву, А.И. Маджидову, руководству Института ядерной физики и технологий НИЯУ МИФИ за помощь в проведении работ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда по модернизации установки РЭД-100 в рамках контракта № 22-12-00082 от 13 мая 2022 года.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня А.И. и др. // ПТЭ. 2017. Т. 2. С. 2. <https://doi.org/10.7868/S0032816217010141>*
2. *Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Сидоренко А.В., Сошовцев В.В. и др. // ПТЭ. 2016. Т. 3. С. 149.*
3. *Lock G.S.H. The Tubular Thermosyphon. Variations on a Theme. Oxford University Press, 1992.*
4. *Фролов В.П., Шелгинский А.Я. // Энергосбережение. 2004. Т. 6. С. 58.*
5. *Akimov D.Yu, Aleksandrov I.S., Alyev R.R., Belov V.A. et al. // JINST. 2022. V.17. P. T11011.*
6. *RED-100 Collaboration // Physics. 2023. V. 5. P. 492.*

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК524.1, 53.087.45

**ГИБРИДНАЯ ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА НЕВОД**

© 2024 г. М. Б. Амелчаков^а, А. Г. Богданов^а, Д. М. Громушкин^а,
Е. А. Задеба^а, В. В. Киндин^а, Р. П. Кокоулин^а, К. Г. Компаниец^{а, *},
А. А. Петрухин^а, С. С. Хохлов^а, И. А. Шульженко^а, В. В. Шутенко^а,
И. И. Яшин^а

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

*e-mail: kgkompaniyets@mephi.ru

Поступила в редакцию 06.10.2023 г.

После доработки 06.10.2023 г.

Принята к публикации 25.12.2023 г.

Представлено описание триггерной системы уникальной научной установки – экспериментального комплекса НЕВОД. Для регистрации различных компонент космических лучей экспериментальный комплекс НЕВОД включает в себя различные по площади, физическим принципам регистрации и фоновой загрузке детекторы и установки. Каждый из детекторов имеет свою оригинальную систему сбора данных и триггирования и может работать автономно. Но вместе с тем все они объединены единой системой триггирования и синхронизации данных. Описаны особенности систем отдельных детекторов, приведены их основные характеристики и способы их инициализации и объединения.

DOI: 10.31857/S0032816224040113 EDN: NYJFKO

1. ВВЕДЕНИЕ

Существуют два крайних подхода к организации триггирования систем сбора данных. Один способ – это непрерывная запись состояний всех измерительных каналов детекторов и последующий программный отбор полезных событий с группировкой по временным меткам. Другой – организация отдельной быстройдействующей аппаратной системы, анализирующей в реальном времени состояние измерительных каналов и принимающей решение о регистрации полезного события.

При аппаратном объединении триггеров различных установок приходится учитывать то обстоятельство, что время выработки триггера у каждой установки индивидуально и для оптимальной регистрации событий необходимо подбирать индивидуальные задержки этих триггеров. Общее мертвое время определяется суммарным темпом счета отдельных триггеров,

и значительное изменение темпа счета одного из них влияет на эффективность регистрации остальных установок.

Выбор того или иного способа зависит от степени гранулированности детекторов, их физических размеров, длительности окон совпадений, интенсивности фоновых событий, времени оцифровки и записи измерений и других параметров, которые могут сильно различаться в различных детекторах. У каждого подхода есть сильные и слабые стороны, и в реальных установках целесообразно использовать гибридную, т.е. комбинированную многоуровневую организацию триггера.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НЕВОД

Уникальная научная установка – экспериментальный комплекс НЕВОД является единственной в мире установкой, которая позволяет

проводить фундаментальные (физика частиц и астрофизика) и прикладные (мониторинг и прогнозирование состояния околоземного пространства) исследования с использованием природных потоков частиц на поверхности Земли во всем интервале зенитных ($0-180^\circ$) и азимутальных ($0-360^\circ$) углов и в рекордно широком диапазоне энергий частиц первичных космических лучей (10^9-10^{19} эВ).

В логарифмическом масштабе охватываемый диапазон энергий можно разделить на два приблизительно равных интервала: от 10^9 до 10^{14} эВ и от 10^{14} до 10^{19} эВ.

Первый энергетический интервал включает в себя два подынтервала: от 10^9 до 10^{11} эВ, в котором гелиосферные, магнитосферные и атмосферные явления изучаются методом мюнографии [1], и от 10^{11} до 10^{14} эВ, в котором характеристики потока космических лучей исследуются с помощью детектирования каскадных ливней, генерируемых мюонами в черенковском водном детекторе.

В интервале от 10^{14} до 10^{19} эВ изучаются различные компоненты широких атмосферных ливней (ШАЛ): электронно-фотонная, адронная и мюоны стволов ШАЛ. В этом интервале (при энергиях выше 10^{15} эВ) в проведенных ранее экспериментах были обнаружены различные особенности характеристик потока космических лучей и их взаимодействий: изменения энергетического спектра и массового состава [2], набор различных аномальных событий [3, 4], избыток мюонов, увеличивающийся с ростом энергии [5], и т.д. Эти особенности могут быть вызваны как космофизическими, так и ядерно-физическими причинами, т.е. проблема имеет междисциплинарный характер. Для ее решения проводятся комплементарные исследования разных компонент ШАЛ на установках экспериментального комплекса НЕВОД.

Исследования в таком широком диапазоне энергий возможны благодаря тому, что экспериментальный комплекс НЕВОД включает в себя различные детекторы и установки для регистрации разных компонент космических лучей (см. рис. 1).

Основой экспериментального комплекса является черенковский водный детектор (ЧВД) объемом 2000 м^3 , предназначенный для регистрации всех компонент космических лучей,

достигающих поверхности Земли, и способный выступать как в роли годоскопа в 4л-геометрии, так и черенковского калориметра [6, 7]. Основу детектирующей системы ЧВД составляют квазисферические измерительные модули (КСМ), представляющие собой шесть ФЭУ с плоским фотокатодом (диаметр фотокатода 15 см), ориентированных вдоль осей ортогональной системы координат и заключенных в алюминиевый корпус.

Возможности ЧВД были существенно расширены с помощью координатно-трекового детектора ДЕКОР [8] площадью около 70 м^2 , который состоит из восьми сборок-супермодулей, размещенных вертикально. Каждый супермодуль содержит восемь слоев пластиковых камер стримерных трубок с резистивным покрытием катода. Такая конфигурация позволяет выделять околоризонтальный (в диапазоне зенитных углов более 60°) поток частиц высоких энергий и исследовать группы мюонов.

Система калибровочных телескопов (СКТ) [9], представляющая собой массив сцинтилляционных счетчиков, расположенных на дне и на крышке бассейна ЧВД, предназначена для калибровки квазисферических модулей (КСМ) черенковского водного детектора по прямому черенковскому излучению от треков одиночных мюонов. Любые пары сцинтилляционных счетчиков (один на крышке, другой на дне) образуют телескоп, выделяющий мюоны с известными координатами и углами их прохождения через ЧВД. После проведенной модернизации СКТ используется как детектор, позволяющий регистрировать ШАЛ с энергиями от 10^{14} до 10^{15} эВ по электронной компоненте верхней плоскостью детектора и с энергиями от 10^{16} до 10^{17} эВ по мюонной компоненте его нижней плоскостью. Одно из ключевых преимуществ использования системы калибровочных телескопов для регистрации околоризонтальных (в диапазоне зенитных углов менее 30°) ШАЛ — экранированность нижней плоскости сцинтилляционных детекторов слоем воды 9 м, что соответствует энергетическому порогу для мюонов 2 ГэВ.

Для исследования адронной компоненты космических лучей в экспериментальном комплексе первой была создана установка ПРИЗМА-32 [10, 11], представляющая собой сеть из 32 электронно-нейтронных эн-детекторов

для одновременной регистрации электронно-фотонной (э) и нейтронной (н) компонент ШАЛ, расположенных над бассейном ЧВД. Установка позволяет регистрировать как тепловые нейтроны, так и заряженную компоненту высокоэнергетических ШАЛ.

Дальнейшее развитие направления исследований адронной компоненты ШАЛ получило на установке УРАН [12], которая на сегодняшний день включает в себя 72 эн-детектора, расположенных на крышах комплекса на площади около 10^3 м^2 .

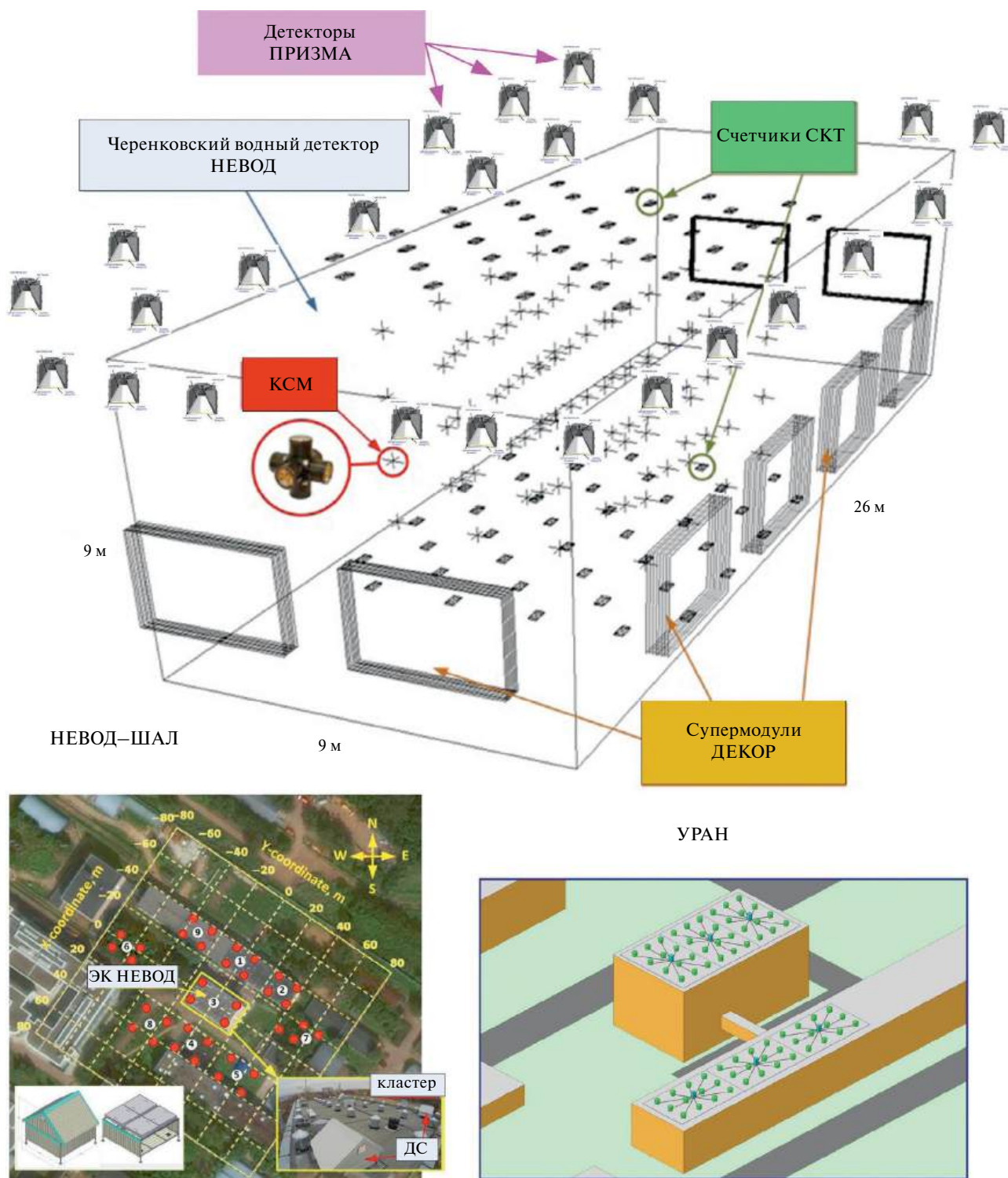


Рис. 1. Взаимное расположение детекторов экспериментального комплекса НЕВОД.

Для детального исследования процессов, связанных с взаимодействиями первичных частиц сверхвысоких энергий, создается установка НЕВОД-ШАЛ [13, 14], представляющая собой сеть сцинтилляционных детекторов, расположенных на крышах корпусов НИЯУ МИФИ и на поверхности грунта между ними. На сегодняшний день развернуто 9 кластеров, включающих 144 детектора, которые размещены на площади равной примерно 10^4 м^2 .

Все детекторы экспериментального комплекса НЕВОД способны регистрировать как одиночные частицы, так и события с высокой плотностью частиц. Одиночные частицы и группы мюонов представляют наибольший интерес в случае, если они наблюдаются в интервале zenithных углов от 45° до 90° , в котором благодаря свойствам земной атмосферы могут быть исследованы первичные частицы с энергий до 10^{19} эВ. Поток таких частиц выделяется при совместной работе детекторов ЧВД и ДЕКОР.

Триггерные условия для этих установок должны обеспечить одновременную регистрацию различных классов событий с наибольшей эффективностью при проведении исследований в широкой области энергий, калибровку и непрерывную оценку состояния установок.

НЕВОД, ДЕКОР, СКТ расположены в одном здании достаточно компактно, длительность окон совпадений у них составляет от 40 до 400 нс, время оцифровки и записи данных примерно одинаково и не превышает 3 мс. Регистрация событий в них организована по срабатыванию общего аппаратного триггера, объединяющего триггеры этих установок. Компактное и близкое расположение ПРИЗМЫ-32 к бассейну ЧВД позволяет использовать локальные триггеры ее кластеров для выделения совместных событий с установками НЕВОД и ДЕКОР.

НЕВОД-ШАЛ и УРАН являются распределенными установками с длительностью общего окна совпадений несколько микросекунд. Для них регистрация организована по аппаратному триггеру отдельных кластеров с меткой времени срабатывания и последующей программной группировкой и отбором событий.

Таким образом, структура триггерной системы экспериментального комплекса НЕВОД носит гибридный характер.

3. ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА ЧВД И СКТ

Детектирующая система ЧВД НЕВОД представляет собой регулярную решетку квазисферических модулей, которая формируется в виде гирлянд (кластеров), содержащих по четыре или три КСМ в каждой.

Для выделения определенных классов событий и обеспечения подавления фона атмосферных мюонов при регистрации нейтрино была разработана многоуровневая триггерная система, первый уровень которой находится в блоке электроники кластера (БЭК). Сигналы от ФЭУ КСМ поступают в БЭК, где проводится их оцифровка и в зависимости от сочетания сработавших ФЭУ вырабатываются три различных триггерных сигнала: “А” (any, любой) – логическое ИЛИ сигналов с 12-х динодов любых ФЭУ в КСМ “В” (bottom, нижний) – срабатывание ФЭУ, фотокатод которого направлен вниз, и “С” (coincidence, совпадение) – совпадение сигналов от любых двух ФЭУ в одном КСМ, кроме противоположно направленных, в пределах временного окна 150 нс. Каждый триггерный сигнал предназначен для выделения определенного класса физических событий.

По триггерным кабелям сигналы поступают в блоки приемников (БП), в которых проводится селекция триггерных сигналов по группам (“А”, “В”, “С”) для передачи во внешнюю триггерную систему, сформированную на базе четырех блоков программируемой логики V1495 производства фирмы CAEN (рис. 2), три из которых предназначены для каждого типа триггерных сигналов, а четвертый для осуществления совместной работы с другими детекторами экспериментального комплекса.

На каждый блок поступают соответствующие ему триггерные сигналы, где они сравниваются с маской и в зависимости от режима работы системы поступают на счетчики в режиме мониторинга шумов или на блоки формирователей, построенных на сдвиговых регистрах и одновременно являющихся циклическими буферами состояния (LIFO) сигналов первого уровня. Далее, для каждого пришедшего триггерного сигнала от БЭК формируется сигнал, длительность которого определяется выбранной заранее шириной ворот совпадений. Сформированные сигналы поступают в сумматор, а полученная сумма в компаратор, уровень срабатывания которого соответствует порогу

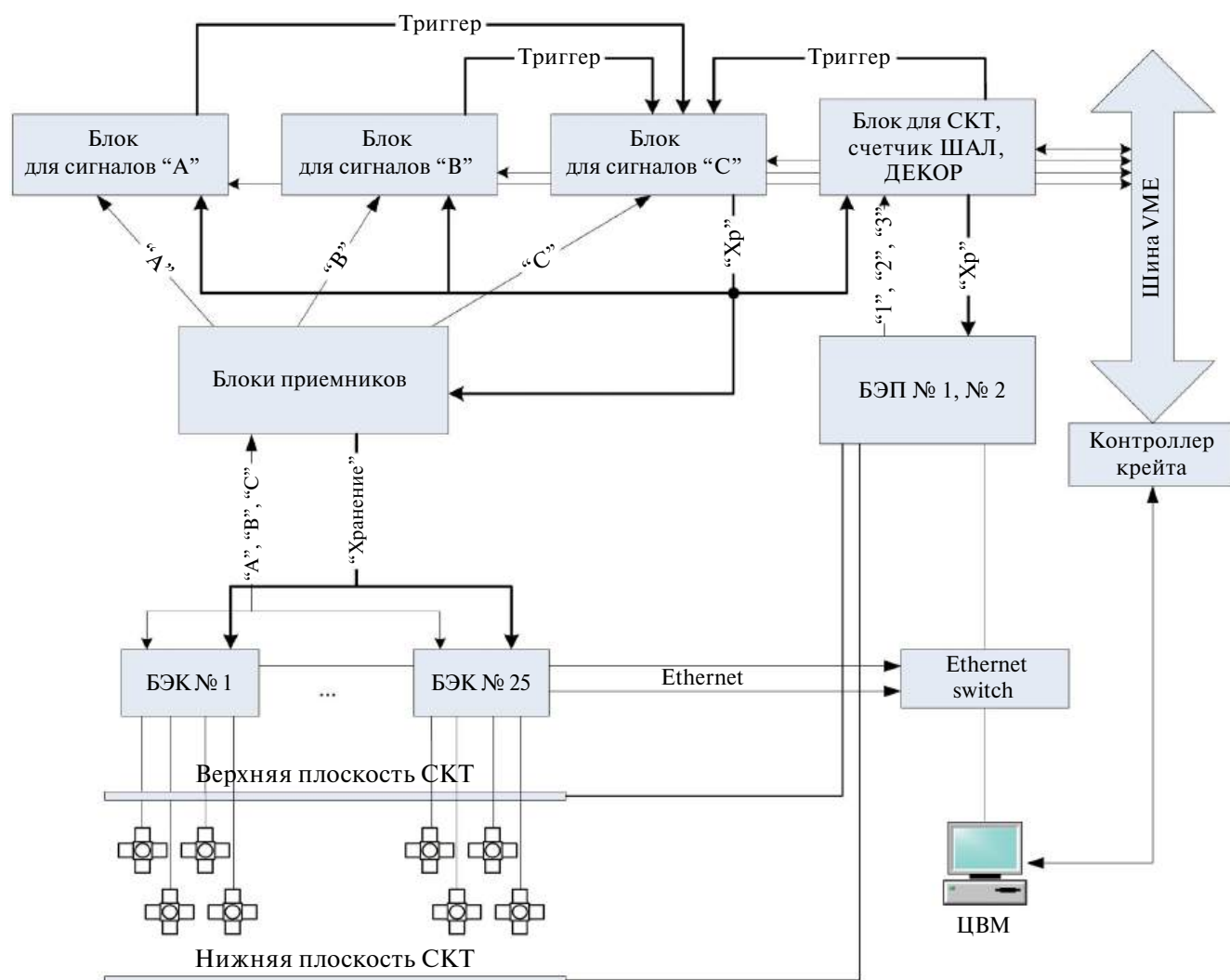


Рис. 2. Структурная схема триггерной системы ЧВД и СКТ.

мажоритарной схемы совпадений. При превышении этого порога, т.е. при появлении минимально необходимого количества сигналов данного типа во время ворот совпадений, вырабатываются триггерные сигналы, поступающие на триггерный блок “С”, где вырабатывается общий сигнал “Хранение”, который возвращается в остальные триггерные блоки и БЭК. По сигналу “Хранение” состояние триггеров и время ожидания события записываются в специальные регистры, останавливается запись в циклический буфер состояния триггерных сигналов от БЭК, инициируется сбор и передача данных.

Для выделения ШАЛ оптимальным является использование триггерного условия по сигналам типа “С”. Выбор порога по кратности этого типа сигналов определяется исходя из двух

условий: отсечение одиночных треков мюонов низких энергий и приемлемый темп счета событий. Одиночный мюон в зависимости от положения его трека в рабочем объеме детектора способен дать до 45 сигналов данного типа. Оптимальным выбрано значение 60 сигналов, это соответствует скорости счета около трех событий в секунду.

Система калибровочных телескопов также включена в триггерную систему, для нее создан специальный триггерный блок (рис. 3). Сигналы со счетчиков СКТ поступают в блоки электроники плоскостей (БЭП), которые осуществляют их обработку и отправляют данные о сработавших счетчиках на внешнюю триггерную систему в блок СКТ. При поступлении этих данных триггерный блок СКТ действует

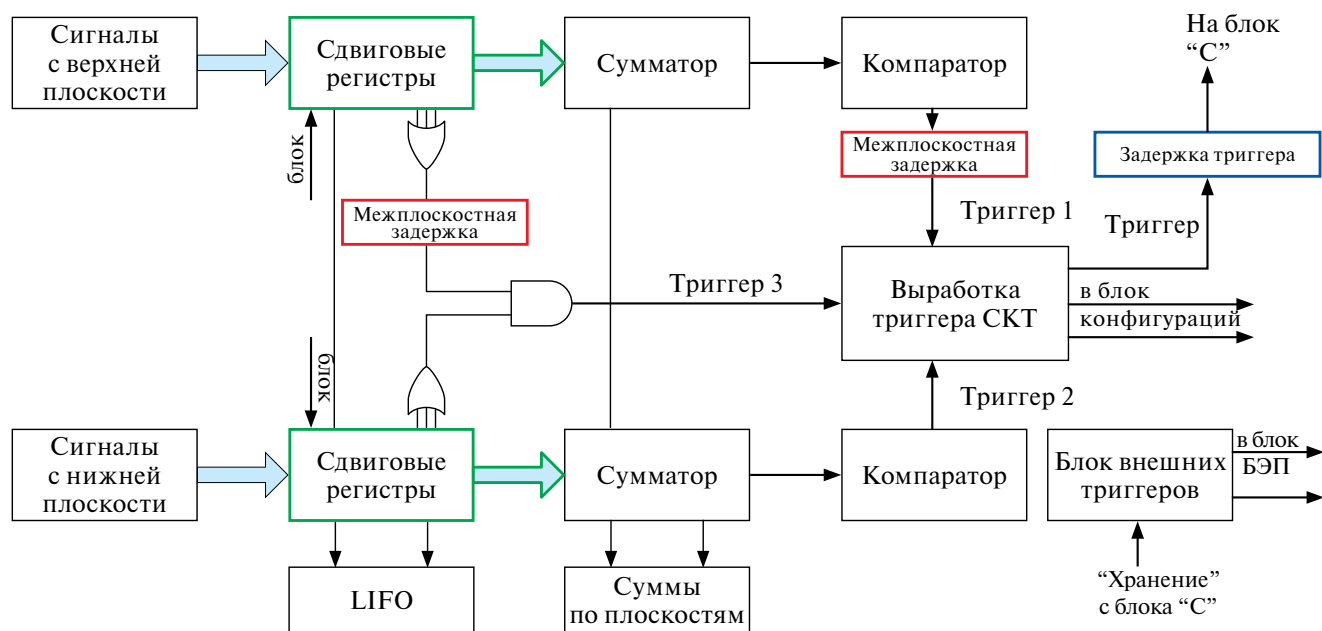


Рис. 3. Структурная схема выработки триггерных сигналов СКТ.

аналогично блокам триггерных сигналов ЧВД НЕВОД, однако в нем реализованы три других триггерных условия.

Для сигналов с верхней плоскости предусмотрено мажоритарное триггерное условие – триггер формируется при срабатывании заранее выбранного количества счетчиков $3U \sim 0.58 \text{ с}^{-1}$. Аналогичное условие введено и для нижней плоскости $2D \sim 0.06 \text{ с}^{-1}$. При этом после выполнения первого триггерного условия триггерный сигнал задерживается для того, чтобы успела пройти проверка условия для нижних счетчиков. Третий тип триггерного условия – телескопное событие, для его выполнения необходимо срабатывание одного верхнего и одного нижнего счетчика, около 2.6 с^{-1} .

Сигнал “Хранение” блок СКТ получает из блока “С” и передает его в БЭП. При получении сигнала “Хранение” модули АЦП всех БЭК и БЭП проводят полную оцифровку зарегистрированных сигналов и передают оцифрованные данные на процессорные платы, которые пересылают их по линии связи Ethernet на центральную ЭВМ.

4. ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА ДЕКОР

Координатный детектор ДЕКОР представляет собой многослойную систему пластиковых

камер, состоящих из 16 стримерных трубок размерами $1 \times 1 \times 350 \text{ см}^3$ и расположенных вокруг черенковского водного калориметра НЕВОД. Полная конфигурация детектора включает в себя 64 базовых модуля. Базовый модуль состоит из 16 камер, расположенных в вертикальной плоскости друг над другом, и системы внешних пластин для считывания двух координат. Базовые модули расположены в галерее второго этажа здания установки НЕВОД вокруг бассейна черенковского водного калориметра и объединены в восьмислойную систему (8 супермодулей (СМ) по 8 базовых модулей каждый). Такая конфигурация дает возможность определения трека частицы, идентификации групп параллельных частиц и уменьшает фон случайных совпадений.

Супермодули, расположенные вдоль длинной стены бассейна, условно объединены в отдельную группу “Long”. Соответственно, СМ, расположенные вдоль коротких, торцевых стенок, образуют две группы “Short”. Триггерная система координатного детектора ДЕКОР является двухуровневой и обеспечивает эффективную регистрацию как групп, так и одиночных мюонов. Временное разрешение базового модуля определяется задержкой, связанной с дрейфом электронов ионизации в трубках к аноду (до 150 нс), а также разбросом времени прохождения логических сигналов по соединительным

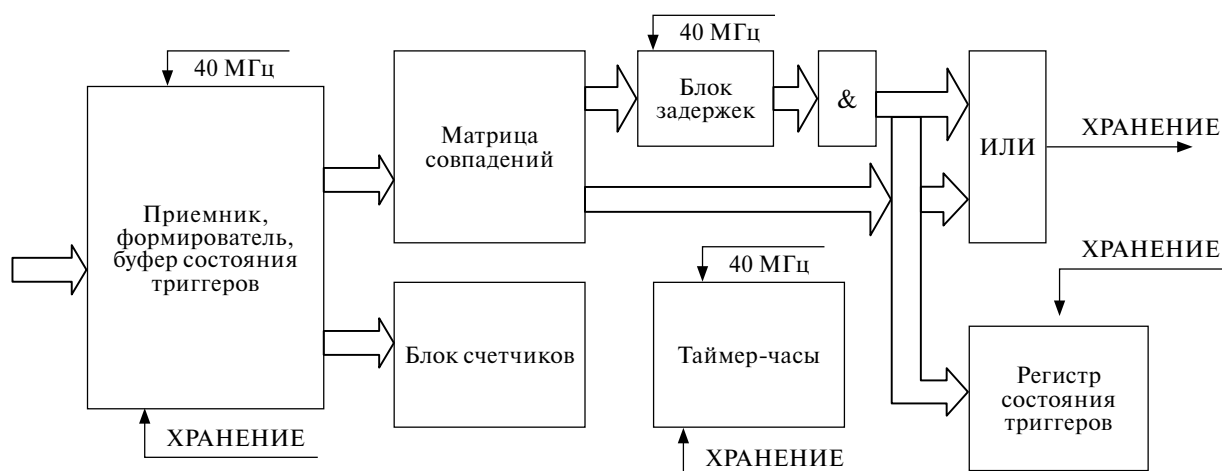


Рис. 4. Структурная схема центрального триггерного блока ДЕКОР.

магистралям (до 50 нс). Для всего детектора необходимо учитывать время пробега мюона (около 90 нс) между наиболее удаленными друг от друга супермодулями. Таким образом, характерные длительности импульсов, используемых для формирования различных совпадений в триггерной системе, составляют около 0.3 мкс.

Триггерная система супермодуля основана на анализе триггерных сигналов базовых модулей, представляющих собой объединение по схеме ИЛИ сигналов со всех каналов модуля по одной из координат. Схема формирования триггера первого уровня реализована внутри многофункционального контроллера супермодуля. Условием выработки триггера первого уровня является совпадение четырех и более из восьми триггерных сигналов смежных базовых модулей детектора в течение 300 нс, что с 97-процентной эффективностью идентифицирует прохождение мюона через восемь плоскостей камер стримерных трубок в апертуре супермодуля. При вертикальном расположении плоскостей площадью 8.4 м^2 интенсивность счета триггера первого уровня составляет около 500 с^{-1} .

Мониторирование триггеров первого уровня и выработка общесистемных триггеров осуществляется центральным триггерным блоком. Его структурная схема представлена на рис. 4 и включает в себя следующие функциональные узлы:

- приемник, формирователь по длительности и циклический буфер состояния триггерных сигналов первого уровня с частотой дискретизации 40 МГц;

- блок счетчиков триггеров первого уровня;
- логическую матрицу совпадений, представляющую собой 4-разрядное ОЗУ, на адресные входы которого подаются сформированные по длительности триггерные сигналы первого уровня;
- часы времени ожидания событий (живого времени).

При инициализации системы ячейки ОЗУ устанавливаются в состояния, соответствующие условиям выработки общесистемных или промежуточных триггеров. Блок программируемых задержек осуществляет выравнивание во времени промежуточных триггерных сигналов, попарное совпадение которых вырабатывает дополнительные общесистемные триггерные сигналы. Все общесистемные триггерные сигналы объединяются по схеме логического ИЛИ и участвуют в выработке сигнала “Хранение” детектора ДЕКОР, а также суммарного триггерного сигнала, поступающего на триггерную систему НЕВОД. По сигналу “Хранение” состояние триггеров и время ожидания события записываются в специальные регистры, останавливается запись в циклический буфер состояния триггерных сигналов первого уровня, инициируется сбор и передача данных в контроллерах супермодулей. При работе в составе экспериментального комплекса НЕВОД в выработку сигнала “Хранение” детектора ДЕКОР участвует сигнал “Хранение” детектора НЕВОД.

В качестве условий выработки общесистемного триггера выбраны:

Триггер № 1 – срабатывание любого супермодуля (более 500 с^{-1}). В стандартном режиме экспозиции этот триггер блокируется.

Триггер № 2 – срабатывание трех и более супермодулей (около 0.25 с^{-1}).

Триггер № 3 – срабатывание двух любых супермодулей Short, расположенных с противоположных сторон регистрирующей системы НЕВОД ($\text{Short} \times \text{Short} \sim 0.75 \text{ с}^{-1}$).

Триггер № 4 – срабатывание любого супермодуля Long с любым Short ($\text{Long} \times \text{Short} \sim 8 \text{ с}^{-1}$).

Триггеры № 5 и № 6 – срабатывание двух любых супермодулей Short, расположенных с противоположных сторон регистрирующей системы НЕВОД ($\text{Short} \times \text{Short} \sim 0.3 \text{ с}^{-1}$) с учетом направления пролета частицы. Отличие триггера № 5 от триггера № 6 обусловлено направлением движения частицы (учитывается время пролета частицы через водный бассейн длиной 26 м).

Триггер № 12 – срабатывание любого супермодуля и регистрирующей системы НЕВОД (порядка 0.85 с^{-1}).

5. СИСТЕМА ОТБОРА И СИНХРОНИЗАЦИИ СОБЫТИЙ НЕВОД–ШАЛ

Установка НЕВОД–ШАЛ имеет кластерную организацию и включает в себя девять независимых кластеров, расположенных вокруг экспериментального комплекса НЕВОД на крышах лабораторных корпусов НИЯУ МИФИ и на поверхности грунта. Каждый кластер состоит из 16 сцинтилляционных счетчиков для регистрации электронно-фотонной компоненты ШАЛ, объединенных в четыре детектирующие станции (ДС), расположенные в вершинах прямоугольника с характерными размерами около $15 \times 15 \text{ м}^2$. Расстояния между центрами кластеров составляют около 50 м. Система сбора и обработки данных установки НЕВОД–ШАЛ включает два основных структурных элемента: кластер и центральный пункт управления, сбора и обработки данных. Функциональная схема системы сбора и обработки данных НЕВОД–ШАЛ представлена на рис. 5.

Каждый кластер является автономной частью установки и обеспечивает:

– отбор событий по триггерным условиям (пороги регистрации, кратность срабатывания ДС, временные ворота совпадений), которые задаются перед началом проведения серии измерений;

– оцифровку амплитудной информации;

– временную привязку регистрируемых событий;

– передачу данных в центральный пункт (ЦП) управления, сбора и обработки данных.

Основными элементами кластера НЕВОД–ШАЛ являются детектирующие станции (четыре ДС) и локальный пункт (ЛП) сбора и первичной обработки данных.

Обмен информацией с ЦП установки осуществляется по протоколу TCP/IP через волоконно-оптические линии связи (ВОЛС).

Центральный пункт НЕВОД–ШАЛ обеспечивает управление всеми ЛП, их синхронизацию, а также прием и хранение экспериментальных данных и данных мониторинга. Центральный пункт состоит из персонального компьютера (ПК), антенны GPS/ГЛОНАСС, набора модулей синхронизации и управления (МСУ), модуля глобальной временной синхронизации (МГВС) и коммуникационного узла, обеспечивающего сетевое соединение между всеми элементами ЦП.

Каждый МСУ имеет четыре оптических интерфейса для сетевого подключения четырех кластеров НЕВОД–ШАЛ и один интерфейс Ethernet для подключения к ПК через коммуникационный узел. В начале экспериментальной серии специализированное программное обеспечение ПК отправляет каждому МСУ информационные пакеты, содержащие значения порогов регистрации, кратностей совпадений и длительностей временных ворот для подключенных к нему четырех кластеров. Затем МСУ рассылают данные настройки всем кластерам, которые настраивают свои измерительные каналы и начинают процесс регистрации. При регистрации ШАЛ кластер отправляет МСУ информацию о событии (время события и содержимое буферов FIFO всех АЦП). МСУ, в свою очередь, дополняет информационный пакет номером сработавшего кластера и пересылает его на ПК для обработки и хранения.

Модули МСУ позволяют измерять время передачи синхронизационного пакета по ВОЛС

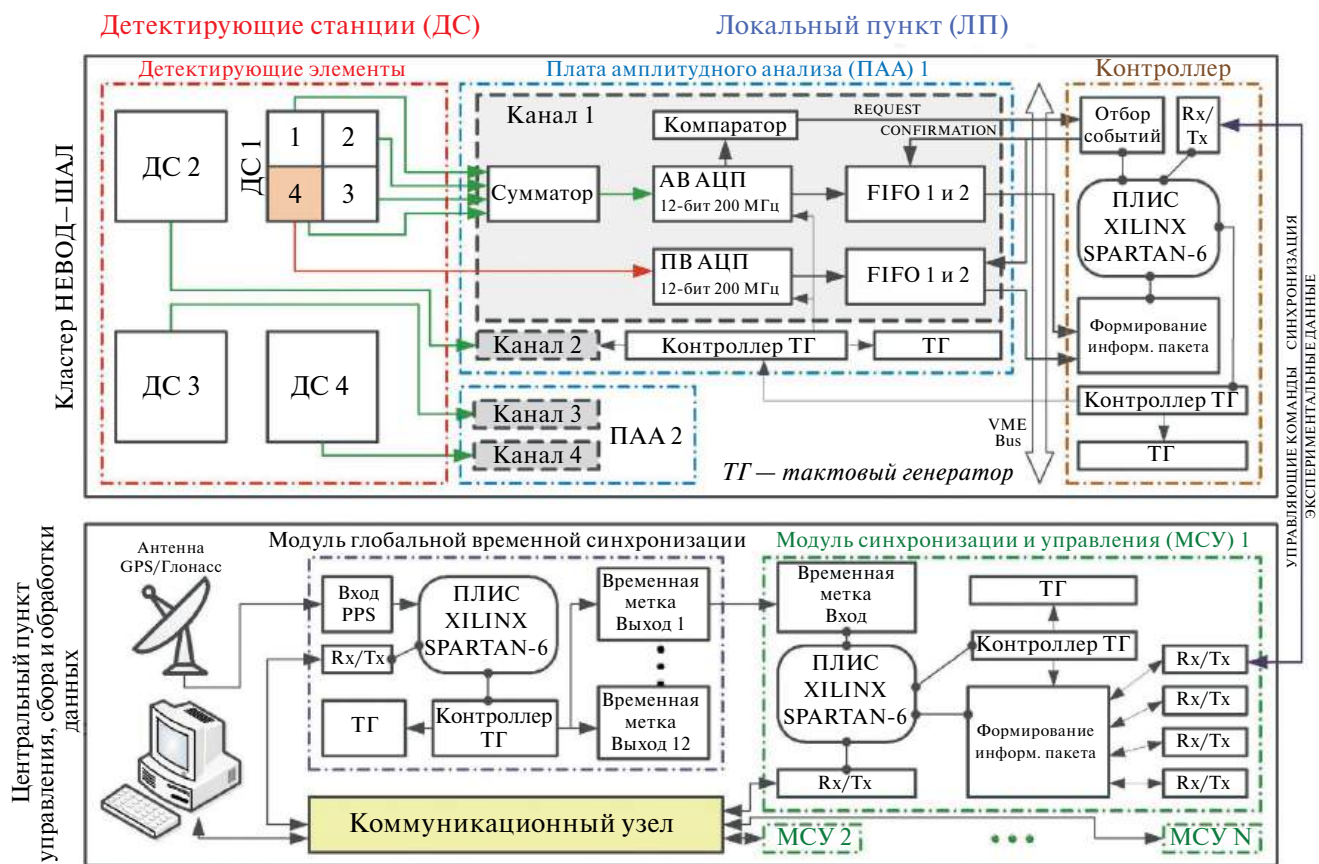


Рис. 5. Функциональная схема системы сбора и обработки данных НЕВОД-ШАЛ.

между ЦП и ЛП кластеров. Данные величины определяют временные сдвиги в локальных временах ЛП кластеров, которые необходимо учитывать для корректировки времени регистрации событий.

Вся электроника системы сбора и обработки данных установки НЕВОД-ШАЛ работает в синхронном режиме на одной тактовой частоте 100 МГц. Точность синхронизации кластеров НЕВОД-ШАЛ составляет 10 нс. Временная синхронизация кластеров осуществляется с помощью приемника GPS/ГЛОНАСС и модулей МСУ и МГВС.

Поскольку кластеры НЕВОД-ШАЛ являются независимыми элементами установки, позволяющими реконструировать направление прихода широких атмосферных ливней, оптимальными внутрикластерными триггерными условиями являются трех- и четырехкратные совпадения детектирующих станций кластеров в пределах временного окна с длительностью, определяемой наибольшим расстоянием между ДС каждого кластера (диагональ прямоугольника,

образуемого детектирующими станциями). Процент случайных совпадений, регистрируемых кластерами при трех- и четырехкратных совпадениях ДС (средний темп счета ДС равен примерно 310 с^{-1} , длительность ворот совпадений — 130 нс), составляет 10^{-3} и $10^{-6}\%$ соответственно. При таких внутрикластерных триггерных условиях направление прихода ШАЛ восстанавливается для всех событий, зарегистрированных кластерами. Однако при попадании ШАЛ в одну или две ДС какого-либо кластера (периферийные области ливней) амплитудная информация об отклике сработавших станций не будет передана в центральный пункт управления, сбора и обработки данных установки. Поэтому в режиме совместной (многокомпонентной) регистрации событий с другими детекторами и установками экспериментального комплекса в НЕВОД-ШАЛ целесообразно использование во всех или только удаленных кластерах внутрикластерного триггерного условия совпадения как минимум двух ДС. При этом в процессе реконструкции направления прихода ШАЛ будут учитываться

Электроника для оцифровки сигналов эн-детекторов располагается в ЛП, который, как и детекторы, находится на крыше здания. Электроника одного кластера включает в себя две двенадцатиканальные платы амплитудного анализа стандарта Евромеханика 6U.

Одна плата предназначена для оцифровки аналоговых сигналов с 12-х динодов ФЭУ, вторая для оцифровки аналоговых сигналов с 7-х динодов. Использование двух динодов позволяет расширить динамический диапазон для измерения энерговыделения от электромагнитной компоненты ШАЛ. Основная плата, оцифровывающая сигналы с 12-х динодов, постоянно записывает данные в кольцевой буфер, вмещающий 1024 отсчета. При выполнении триггерных условий срабатывания кластера происходит изменение частоты выборки с 200 МГц на 1 МГц и осуществляется запись 20 тыс. отсчетов. Благодаря такой схеме оцифровки первые 1024 точки пишутся с шагом 5 нс, что позволяет получить информацию об энерговыделении электромагнитной компоненты. Последующие 20000 точек, оцифрованные с шагом 1 мкс, дают информацию о тепловых нейтронах, сопровождающих ливень.

Вторая плата не имеет функции изменения частоты и проводит запись только на 1024 точки с шагом 5 нс (информация об энерговыделении от электронной компоненты поступает с седьмого динода ФЭУ). Платы работают независимо друг от друга. Сопоставление данных между кластерами происходит по времени регистрации событий. Единое время для всех плат задает модуль синхронизации, который рассылает единый тактовый сигнал по оптоволокну с частотой 100 МГц и осуществляет одновременный запуск внутреннего таймера плат. Точность временной синхронизации составляет 10 нс.

7. ВРЕМЕННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ВСЕХ УСТАНОВОК КОМПЛЕКСА

Одним из основных требований к единой триггерной системе является однозначное соответствие событий, зарегистрированных в детекторах экспериментального комплекса. Также стоит задача в подборе триггерных условий, при которых все ШАЛ, зарегистрированные в установках НЕВОД–ШАЛ и УРАН, имели бы соответствующую информацию об отклике ЧВД, ДЕКОР, СКТ и ПРИЗМА-32.

На рис. 7 показано, насколько различается время, необходимое для первичного анализа события, по данным установок комплекса. Самой быстродействующей является система калибровочных телескопов, ее триггерный блок собирает сигналы и вырабатывает триггер в течение 200 нс, поэтому в блок ЧВД он идет через линию задержки. Время выработки триггерного условия на установке ДЕКОР составляет около 400 нс, несколько позже выполняются триггерные условия на установках ЧВД и ПРИЗМА-32. Кластеры установок НЕВОД–ШАЛ и УРАН имеют область триггирования около 400 нс, однако выработанный этими установками локальный триггер любого кластера не может служить меткой для триггерной системы (ТС) установки НЕВОД, так как он нестабилен во времени. В зависимости от конфигурации регистрируемого ШАЛ время срабатывания кластеров варьируется на несколько микросекунд.

При таких временных характеристиках возможна лишь гибридная организация триггирования, первичная обработка и сохранение экспериментальных данных может осуществляться только на различных вычислительных машинах, а последующая обработка совместных данных требует сшивки событий. Такая сшивка осуществляется по временным меткам, присваиваемым каждому событию. Основным источником временной информации служит модуль глобальной временной синхронизации, расположенный в центральном пункте установок НЕВОД–ШАЛ и УРАН, который обеспечивает точность временной привязки данных этих установок около 10 нс.

Временная информация от МГВС одновременно используется в ТС НЕВОД и центральной вычислительной машине (ЦВМ) НЕВОД (рис. 8). При запуске экспозиции ЦВМ НЕВОД отправляет в МГВС команду о запуске передачи ежесекундных сигналов PPS от GPS-антенны в ТС НЕВОД. При этом отправка первого сигнала откладывается на 5 секунд для того, чтобы обратный пакет с информацией о времени запуска был гарантированно получен ЦВМ НЕВОД, и при этом счетчик времени ТС был сброшен.

В ТС НЕВОД предусмотрены два счетчика времени – один тактируется раз в секунду, второй каждые 25 нс. Первый счетчик содержит информацию о времени события в секундах от начала экспозиции. Второй счетчик

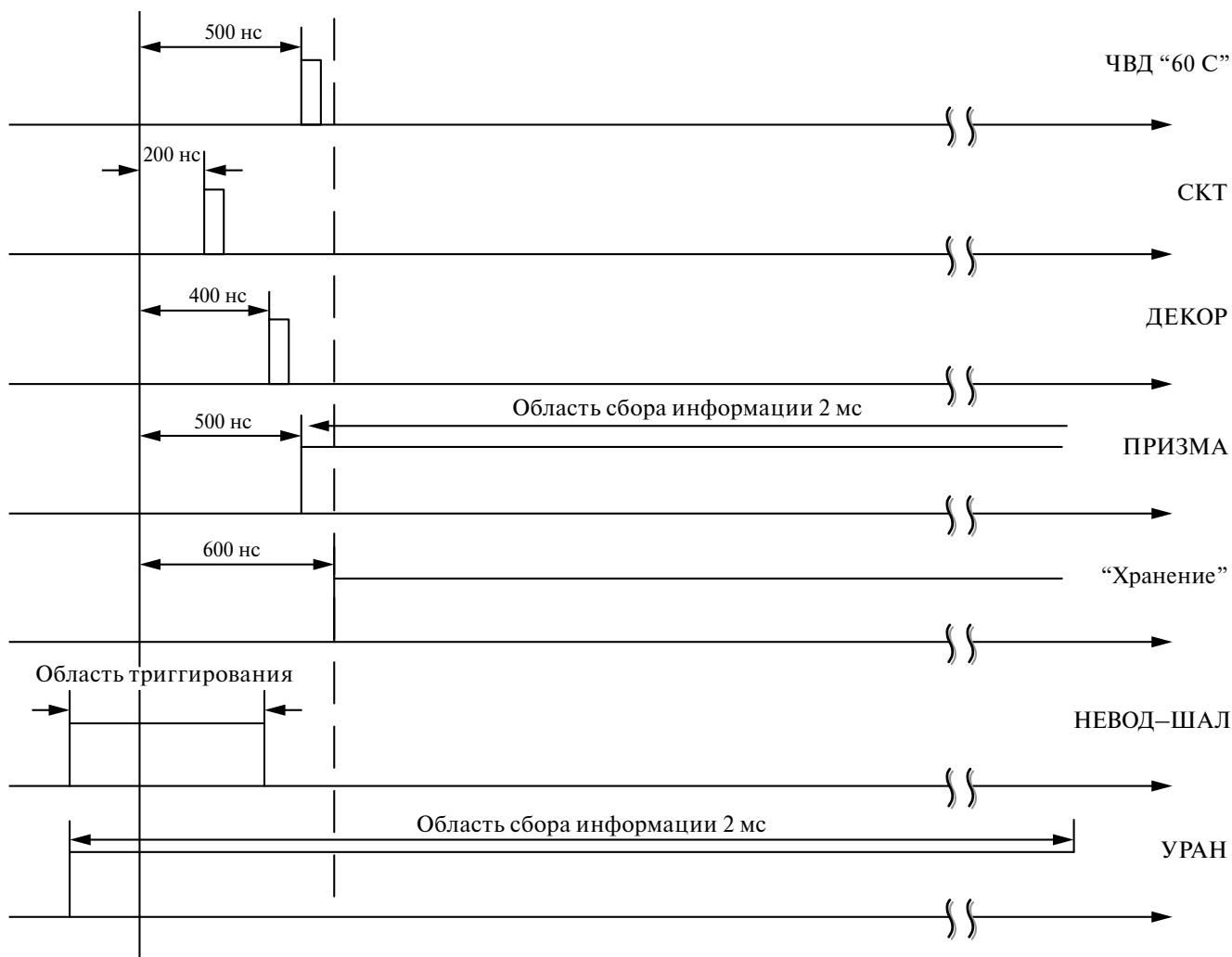


Рис. 7. Временная диаграмма регистрации события установками экспериментального комплекса НЕВОД.

подключен к тактовой частоте блока (40 МГц) и сбрасывается при поступлении каждого PPS. При поступлении сигнала “Хранение” информация с обоих счетчиков фиксируется и записывается в соответствующие регистры (работа счетчиков при этом не останавливается), которые вычитываются, и далее временная метка передается с прочей информацией о событии на ЦВМ.

Временная точность в таком режиме работы составляет 25 нс, что обеспечивает однозначную привязку событий на всех установках для дальнейшей совместной обработки.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная гибридная триггерная система позволяет осуществлять одновременное

выделение событий различных классов при сохранении высокого процента живого времени, а также наращивать установки комплекса и добавлять новые детекторы практически с любыми системами регистрации.

Дополнительная информация, регистрируемая гибридной триггерной системой, а именно: маски и время прихода локальных триггеров отдельных модулей, живое время каждой установки в отдельности, метка времени и номер события, предоставляет расширенные возможности при анализе и повышает достоверность получаемых данных.

Многолетняя эксплуатация гибридной триггерной системы в составе экспериментального комплекса НЕВОД позволила зарегистрировать статистически обеспеченное количество высокоэнергетических событий, что, в свою очередь,

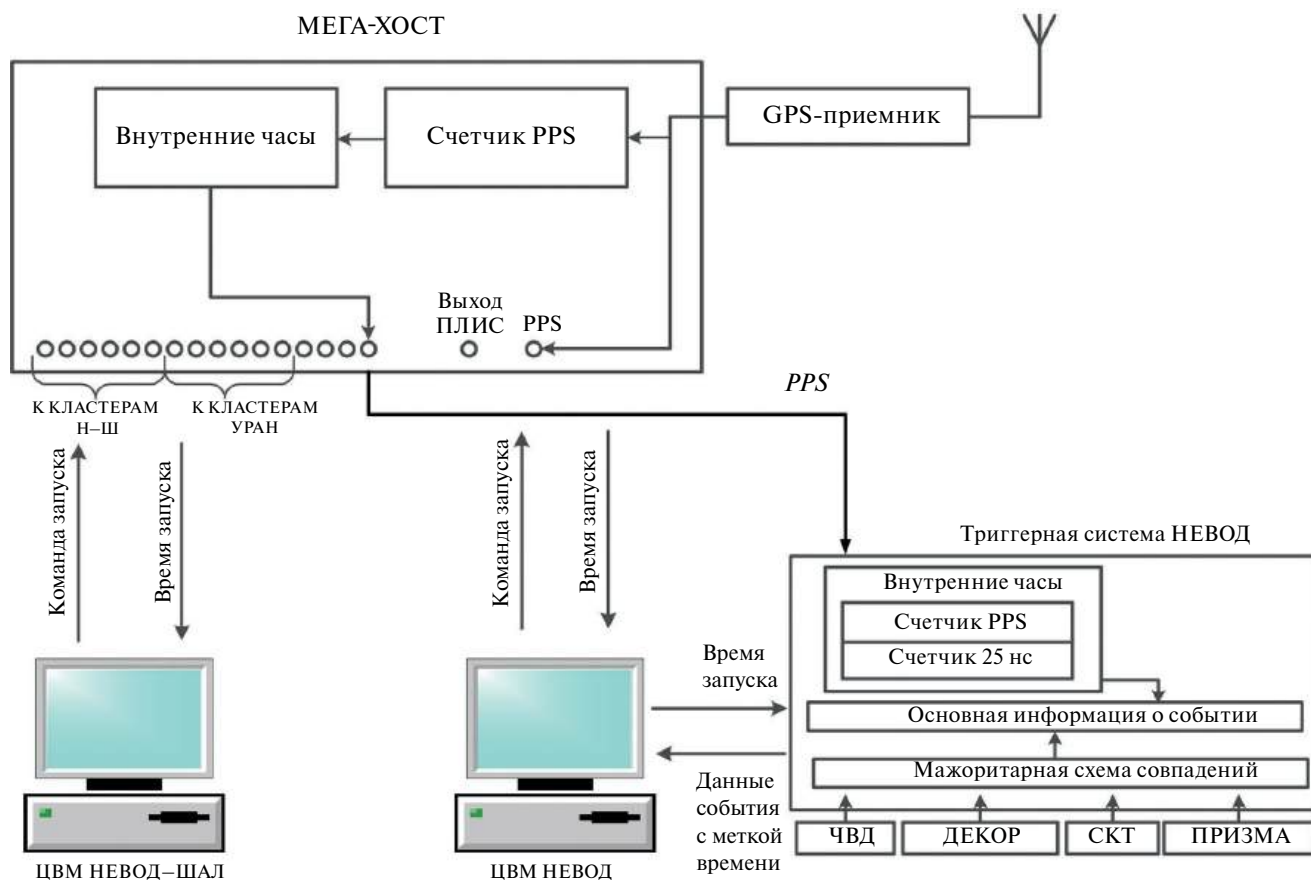


Рис. 8. Схема временной синхронизации событий в установках НЕВОД–ШАЛ, УРАН и НЕВОД.

сделало возможным получить уникальные научные результаты, в том числе приближающие решение “мюонной загадки” [15, 16].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей”, № FSWU-2023–0068) и Российского научного фонда (грант № 22-72-10010, <https://rscf.ru/project/22-72-10010/>).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barbashina N.S., Petrukhin A.A., Shutenko V.V. // Physics of Atomic Nuclei. 2021. V. 84. №. 6. P. 1182. <https://doi.org/10.1134/S1063778821130044>

2. Workman R.L., Burkert V.D., Crede V. et al. // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. №. 8. P. 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>
3. Slavatsky S.A. // Nucl. Phys. B – Proc. Suppl. 2003. V. 122. P. 3. [https://doi.org/10.1016/S0920-5632\(03\)80359-6](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(03)80359-6)
4. Yakovlev V.I. // Nucl. Phys. B – Proc. Suppl. 2003. V. 122. P.201. [https://doi.org/10.1016/S0920-5632\(03\)80378-X](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(03)80378-X)
5. Dembinski H.P., Arteaga-Velázquez J.C., Cazon L. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. P. 02004. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921002004>
6. Петрухин А.А. // УФН. 2015. Т. 185. № 5. С. 521. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201505i.0521>
7. Киндин В.В., Амельчаков М.Б., Барбашина Н.С., Богданов А.Г., Задеба Е.А., Карцев И.С., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г., Овчинников В.В., Петрухин А.А., Хомяков В.А., Хохлов С.С., Шутенко В.В., Яшин И.И. // ПТЭ. 2018. № 5. С. 23. <https://doi.org/10.1134/S0032816218050075>
8. Barbashina N.S., Ezubchenko A.A., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G., Konovalov A.A., Petrukhin A.A., Chernov D.V., Shutenko V.V., Yanson E.E. // Instrum. Exp. Tech. 2000. V. 43. № 6. P. 743. <https://doi.org/10.1023/A:1026603430476>

9. Амельчаков М.Б., Богданов А.Г., Задеба Е.А., Киндин В.В., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г., Петрухин А.А., Хохлов С.С., Шульженко И.А., Шутенко В.В., Яшин И.И. // ПТЭ. 2018. Т. 61. № 5. С. 649.
<https://doi.org/10.1134/S0032816218050014>
10. Громушкин Д.М., Волченко В.И., Задеба Е.А., Петрухин А.А., Стенькин Ю.В., Степанов В.И., Щеголев О.Б., Яшин И.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 3. С. 414.
<https://doi.org/10.7868/S0367676515030229>
11. Gromushkin D., Petrukhin A., Stenkin Y., Yashin I., Zadeba E., Alekseenko V., Shchegolev O., Stepanov V. // JINST. 2014. V. 9. № 8. P. C08028.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/08/C08028>
12. Gromushkin D.M., Bogdanov F.A., Khokhlov S.S., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G., Petrukhin A.A., Shulzhenko I.A., Stenkin Y.V., Yashin I.I., Yurin K.O. // JINST. 2017. V. 12. № 7. P. C07029.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/07/C07029>
13. Amelchakov M.B., Ampilogov N.V., Astapov I.I., Barbashina N.S., Bogdanov A.G., Chiavassa A., Gromushkin D.M., Khokhlov S.S., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G., Likiy O.I., Ovchinnikov V.V., Petrukhin A.A., Saavedra O., Shulzhenko I.A., Yashin I.I. // JINST. 2017. V. 12. № 6. P. C06033.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/06/C06033>
14. Amelchakov M.B., Barbashina N.S., Bogdanov A.G., Chiavassa A., Gromushkin D.M., Khokhlov S.S., Kindin V.V., Kokoulin R.P., Kompaniets K.G., Konovalova A.Yu., Ovchinnikov V.V., Pasyuk N.A., Petrukhin A.A., Shulzhenko I.A., Shutenko V.V., Yashin I.I., Yurin K.O. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2022. V. 1026. P. 166184.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.166184>
15. Bogdanov A.G., Kokoulin R.P., Petrukhin A.A., Shutenko V.V., Yashin I.I., Mannocchi G., Trincherro G., Saavedra O. // Astropart. Phys. 2018. V. 98. P. 13.
<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2018.01.003>
16. Petrukhin A.A. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2014. V. 742. P. 228. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.12.011>

УДК 621.373

МОЩНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ И МЕГАВОЛЬТНЫМ ЭФФЕКТИВНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

© 2024 г. Ю. А. Андреев^а, А. М. Ефремов^а, В. И. Кошелев^{а,*},
В. В. Плиско^а, С. С. Смирнов^а

^аИнститут сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3

*e-mail: koshelev@lhfe.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 27.11.2023 г.

После доработки 11.12.2023 г.

Принята к публикации 19.02.2024 г.

Разработан мощный источник сверхширокополосного излучения с эллиптической поляризацией на основе 64-элементной решетки спиральных антенн. Решетка возбуждалась биполярным импульсом напряжения амплитудой до 240 кВ и длительностью 1 нс на частоте повторения 100 Гц. Получены импульсы излучения с коэффициентом эллиптичности 0.64 и пиковой напряженностью поля 250 кВ/м на расстоянии 10 м.

DOI: 10.31857/S0032816224040128 EDN: NYIPMW

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные источники сверхширокополосного (СШП) излучения разрабатываются для исследований воздействия сильных электромагнитных полей на электронные системы [1, 2], биологические объекты [3], а также для радаров с высоким пространственным разрешением [4]. В исследованиях используются, в основном, СШП-источники с линейной поляризацией на основе антенн различного типа (IRA, HIRA, TEM, KA) [5]. Эффективность воздействия СШП-импульса на электронные системы может зависеть от направления вектора электрического поля относительно объекта. В этом случае перспективно применение импульсов излучения с эллиптической поляризацией, в которых положение вектора электрического поля изменяется в течение импульса.

Для излучения электромагнитного поля с эллиптической поляризацией широко используются спиральные антенны [6, 7]. Среди мощных источников СШП-излучения с эллиптической

поляризацией выделим три устройства [8–10], которые различаются формой импульсов напряжения (монополярный, биполярный, затухающие колебания), используемых для возбуждения антенн, и конструкцией устройств. Для сравнительной оценки мощных источников СШП-импульсов используется эффективный потенциал излучения, определяемый как произведение пиковой напряженности поля E_p на расстояние r в дальней зоне (rE_p). В созданных устройствах величина rE_p составляет сотни кВ.

В Институте сильноточной электроники СО РАН ведутся исследования мощных источников СШП-излучения с эллиптической поляризацией на основе цилиндрических [11, 12] и конических [13] спиральных антенн, возбуждаемых высоковольтными наносекундными биполярными импульсами. В этих источниках были получены импульсы излучения с коэффициентом эллиптичности $p = 0.75–0.9$ и эффективным потенциалом 270–300 кВ. Для увеличения

rE_p до 440 кВ был создан СШП-источник [14] с 4-элементной решеткой цилиндрических спиральных антенн. При этом коэффициент эллиптичности излучения в главном направлении диаграммы был равен примерно 0.7. Основное внимание уделялось исследованию источников [11, 14] на основе цилиндрических спиральных антенн с числом витков $N = 4-4.5$, возбуждаемых биполярным импульсом длительностью 1 нс.

Целью данной работы является увеличение эффективного потенциала излучения с эллиптической поляризацией до мегавольтового уровня с использованием 64-элементной решетки, возбуждаемой высоковольтным биполярным импульсом длительностью 1 нс. Большое внимание при этом было уделено обоснованию выбора числа витков спиральной антенны, а также анализу влияния расстояния между элементами решетки на энергетическую эффективность излучателя. Отметим, что тестовые измерения решетки с использованием низковольтного биполярного импульса длительностью 1 нс были выполнены ранее [15].

2. КОНСТРУКЦИЯ ИСТОЧНИКА

Источник мощных СШП-импульсов (рис. 1) состоит из генератора монополярных импульсов СИНУС-200 (1), формирователя биполярных импульсов 2, делителя мощности с трансформатором импедансов 3 и 64-элементной решетки спиральных антенн 4. Генератор СИНУС-200 с формирователем биполярных импульсов длительностью 1 нс и пиковой мощностью 3.2 ГВт подробно описан в работе [16]. Дополнительно выполнена модернизация промежуточной ступени обострения: увеличена мощность рассеяния ограничительных резисторов HVR в цепи зарядки линии и введено водяное охлаждение разрядника. Эти меры позволили уменьшить в два раза время на охлаждение генератора биполярных импульсов между пачками импульсов длительностью 10 минут на частоте 100 Гц.

Для передачи биполярного импульса от генератора к элементам антенной решетки использовался 64-канальный делитель мощности с одновременной трансформацией сопротивления. На входе делителя мощности волновое сопротивление равно волновому сопротивлению

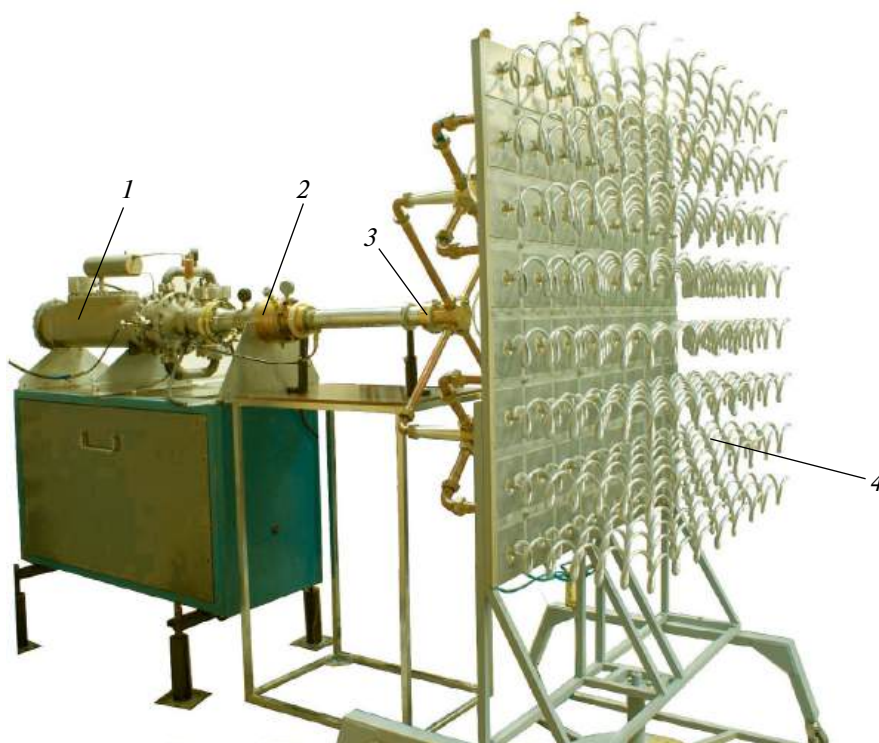


Рис. 1. Внешний вид источника СШП-излучения: 1 — генератор высоковольтных монополярных импульсов СИНУС-200, 2 — формирователь биполярных импульсов, 3 — делитель мощности, 4 — решетка спиральных антенн.

на выходе генератора биполярных импульсов 12.5 Ом. Суммарное сопротивление 64 выходов равно $50/64 = 0.78$ Ом. Для изоляции использовалось вакуумное масло ВМ-1. Расчеты и конструкция делителя подробно описаны в работе [17].

Решетка состоит из 64 (8×8) цилиндрических спиральных антенн, установленных на металлической пластине и соединенных с делителем мощности через плоский проходной изолятор. Апертура решетки составляет 1.41×1.41 м².

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕШЕТКИ СПИРАЛЬНЫХ АНТЕНН

Для режима аксиального излучения биполярного импульса длительностью 1 нс с центральной частотой спектра $f_0 = 1$ ГГц были выбраны геометрические параметры цилиндрической эквидистантной спиральной антенны. Средний диаметр витка равен $D = 9.6$ см, межвитковое расстояние $S = 6.7$ см. Антенны изготовлены из дюралюминиевой трубки диаметром $a = 1$ см. Первоначально необходимо было выбрать число витков спирали. С этой целью были выполнены численные расчеты с использованием программы CST Studio Suite и тестовые измерения антенн. В расчетах и экспериментах спиральные антенны устанавливались на круглой металлической пластине диаметром 30 см.

Критериями для оптимизации антенны были коэффициент эллиптичности p , эффективность

по пиковой напряженности поля $k_E = rE_p/U_{gmax}$, где U_{gmax} — амплитуда биполярного импульса напряжения, а также эффективность по энергии k_w и диаграмма направленности. Величина k_w определялась из соотношения [14]

$$k_w = 1 - \frac{\int U_g^2(f) ((K_V(f) - 1) / K_V(f) + 1)^2 df}{\int U_g^2(f) df}. \quad (1)$$

Здесь $U_g(f)$ — спектр биполярного импульса напряжения, $K_V(f)$ — зависимость коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) от частоты f .

Зависимости величин k_E и p от числа витков N приведены на рис. 2. Расчеты k_E (кривая 1) и p (кривая 2) выполнены для $N = 1-10$. Измерения p (кривая 3) ограничены сверху числом витков $N = 6$. Расчеты и измерения $p(N)$ согласуются в пределах погрешности измерений. Максимальные значения p получены при $N = 3$ и $N = 6$. Однако при $N = 3$ уменьшается величина k_E . Увеличение N до 10 приводит к незначительному увеличению k_E при практически постоянной величине p . При этом ухудшается механическая жесткость антенны. С учетом всех приведенных параметров мы выбрали для решетки спиральную антенну с $N = 6$.

Для более детального сравнения антенн с $N = 3$ и $N = 6$ были выполнены расчеты КСВН, диаграмм направленности и оценки величин k_E , k_w . Для антенны с $N = 6$ были выполнены также измерения этих характеристик. На рис. 3 приведены рассчитанные зависимости КСВН от частоты для антенн с $N = 3$ (кривая 1) и $N = 6$ (кривая 2). Различие КСВН (кривые 1 и 2) наблюдается в области низких частот. Здесь также показаны результаты измерения КСВН для антенны с $N = 6$ (кривая 3). Существенное различие рассчитанного и измеренного КСВН (кривые 2 и 3) в области частот более 1.5 ГГц обусловлено конструкцией конического перехода от входа антенны к кабельному разъему. Измерения КСВН проводились с помощью Network Analyzer Agilent N5227A.

На рис. 4 показаны рассчитанные диаграммы направленности по пиковой напряженности электрического поля $E_p(\theta)$ в горизонтальной (zx) и вертикальной (zy) плоскостях. Для антенны с $N = 3$ отклонение максимума диаграммы от оси z ($\theta = 0$) составляет -6° и -4° в горизонтальной и вертикальной плоскостях

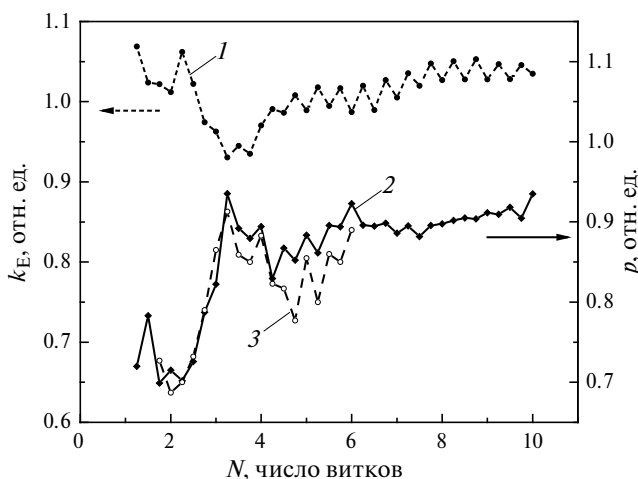


Рис. 2. Зависимости эффективности по пиковой напряженности поля (1) и коэффициента эллиптичности (2, 3) от числа витков спиральной антенны: кривая 2 — расчет, 3 — эксперимент.

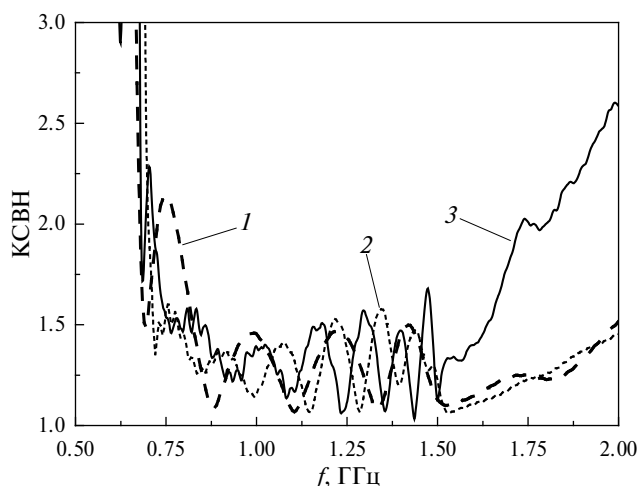


Рис. 3. Зависимость КСВН от частоты для спиральных антенн с $N = 3$ (1) и $N = 6$ (2, 3): кривая 2 – расчет, 3 – эксперимент.

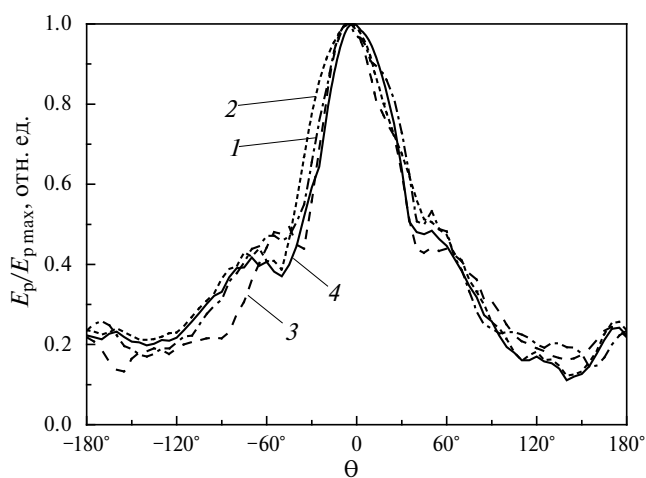


Рис. 4. Диаграммы направленности по пиковой напряженности электрического поля в горизонтальной и вертикальной плоскостях для антенн с $N = 3$ (1, 2) и $N = 6$ (3, 4) соответственно.

соответственно (кривые 1 и 2). Для антенны с $N = 6$ наблюдается отклонение максимума диаграммы от оси в горизонтальной плоскости на -5° (кривая 3). В вертикальной плоскости максимум диаграммы отклоняется от оси на -2° (кривая 4). Отметим, что конец последнего витка спирали находился в горизонтальной плоскости.

Ниже приведены оценки эффективностей по пиковой напряженности поля на оси и энергии первоначально для антенны с $N = 3$: $k_E = 0.94$, $k_w = 0.76$. Для антенны с $N = 6$: $k_E = 1.02$ (расчет) и 1.1 (измерение), $k_w = 0.78$ (расчет) и $k_w = 0.76$

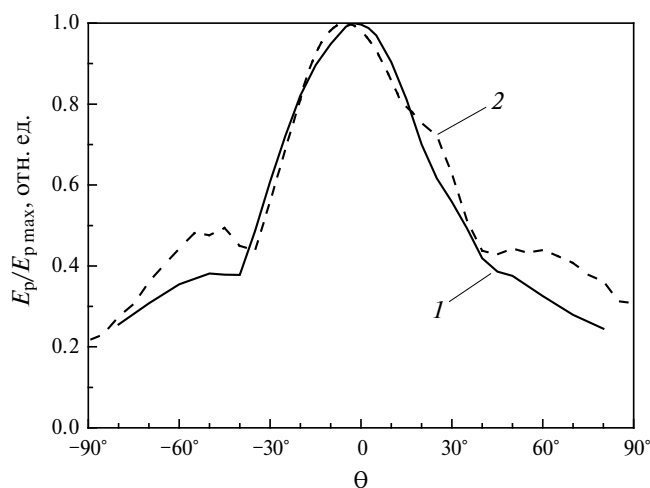


Рис. 5. Диаграммы направленности по пиковой напряженности электрического поля в горизонтальной плоскости для антенны с $N = 6$: кривая 1 – эксперимент, 2 – расчет.

(измерение). Результаты расчетов и экспериментов согласуются в пределах погрешности измерений. Отклонение максимума диаграммы направленности от оси (рис. 4) и меньшая энергетическая эффективность приводят к уменьшению k_E для антенны с $N = 3$.

Были проведены также измерения диаграммы направленности по пиковой напряженности поля для антенны с $N = 6$. Здесь и далее в измерениях, как и ранее [15], использовалась приемная ТЕМ-антенна с апертурой $8 \times 40 \text{ см}^2$. Результаты измерений (кривая 1) и расчетов (кривая 2) в горизонтальной плоскости показаны на рис. 5. Результаты расчетов и измерений диаграммы направленности согласуются между собой.

В данной квадратной решетке 8×8 спиральных антенн с $N = 6$ расстояние между элементами задано конструкцией предварительно созданного делителя мощности [17] и равно $d = 18 \text{ см}$ в двух плоскостях. Однако представлялось интересным в численных расчетах исследовать влияние расстояния между элементами на энергетическую эффективность излучателя. В расчетах использовалось приближение периодических граничных условий, что соответствовало двумерной бесконечной решетке. Такое приближение несколько снижает точность моделирования, поскольку оно не учитывает краевые эффекты и разницы фаз на краях и в центре. Полное моделирование решетки не представляется возможным вследствие недостаточных ресурсов персонального

компьютера. Расстояние d изменялось в пределах 11–100 см. Расстояние $d = 100$ см выбрано из примерного равенства пространственной длительности излученного импульса [15].

Первоначально рассчитывался КСВН элемента бесконечной решетки. Затем по результатам расчетов оценивалась величина k_w . На рис. 6 показан КСВН элемента бесконечной решетки при $d = 18$ см (кривая 1) и для сравнения приведен расчетный КСВН одиночной антенны (кривая 2). Видно, что для элемента решетки величина КСВН увеличилась, а нижняя граничная частота при КСВН = 2 сдвинулась на 50 МГц в сторону низких частот.

На рис. 7 показана зависимость энергетической эффективности элемента бесконечной решетки спиральных антенн от расстояния между элементами. Величина k_w возрастает до 0.77 при увеличении d от 11 до 16 см. Затем наблюдается провал k_w в диапазоне $d = 17–50$ см. При больших d ($d = 50–100$ см) среднее значение k_w составляет примерно 0.73, что немного меньше $k_w = 0.78$ для одиночной антенны. Отметим, что для решетки с $d = 18$ см величина $k_w = 0.7$.

Для оценки диаграммы направленности решетки 8×8 , используемой в мощном источнике СШП-излучения с эллиптической поляризацией, использовались два подхода.

В первом подходе диаграмма направленности решетки (рис. 8, кривая 1) вычислялась как произведение измеренной диаграммы направленности одиночной спиральной антенны (рис. 5, кривая 1) и множителя решетки F_n [18]:

$$F_n = \sin \frac{n\psi}{2} / n \sin \frac{\psi}{2}. \quad (2)$$

Здесь $\psi = kd \sin \theta$ – разность фаз между соседними излучателями, $k = 2\pi/\lambda$, n – число элементов в решетке вдоль плоскостей zx или zy , λ – длина волны излучения. В нашем случае мы выбрали длину волны, соответствующую максимуму спектра $\lambda_0 = 30$ см, а число элементов в решетке вдоль плоскости zx равно $n = 8$.

Во втором подходе диаграмма направленности решетки (рис. 8, кривая 2) вычислялась прямым суммированием импульсов излучения в дальней зоне на расстоянии 100 м. В расчетах форма импульса излучения была постоянной и соответствовала импульсу на оси. Это допущение было принято вследствие узкого

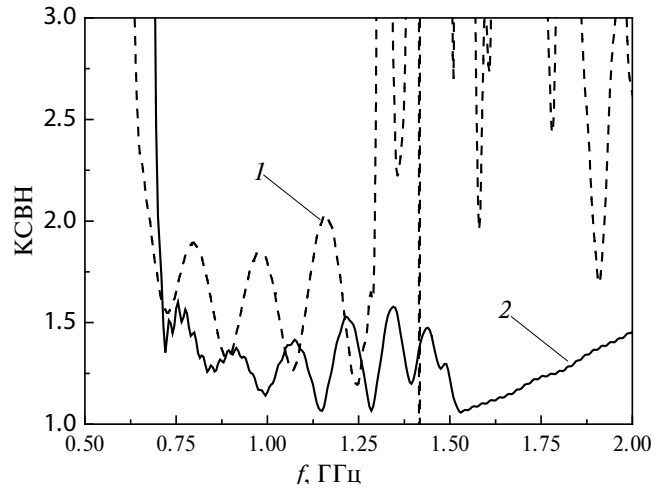


Рис. 6. Зависимость КСВН от частоты для элемента бесконечной решетки при $d = 18$ см (1) и одиночной антенны (2).

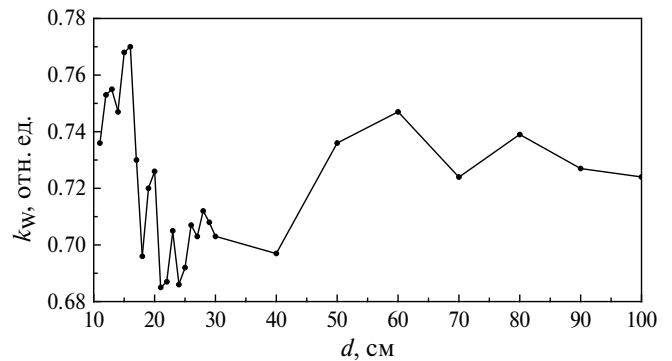


Рис. 7. Зависимость энергетической эффективности элемента бесконечной решетки спиральных антенн с $N = 6$ от расстояния между элементами.

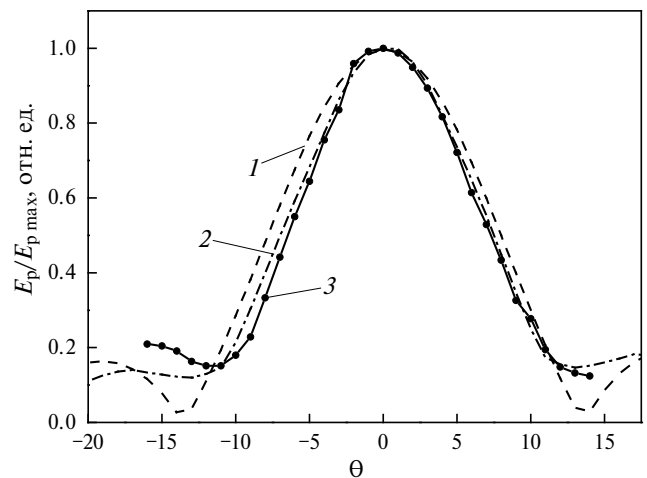


Рис. 8. Диаграммы направленности решетки 8×8 в горизонтальной плоскости, рассчитанные с помощью множителя решетки (1), прямым суммированием импульсов излучения (2) и измерений (3).

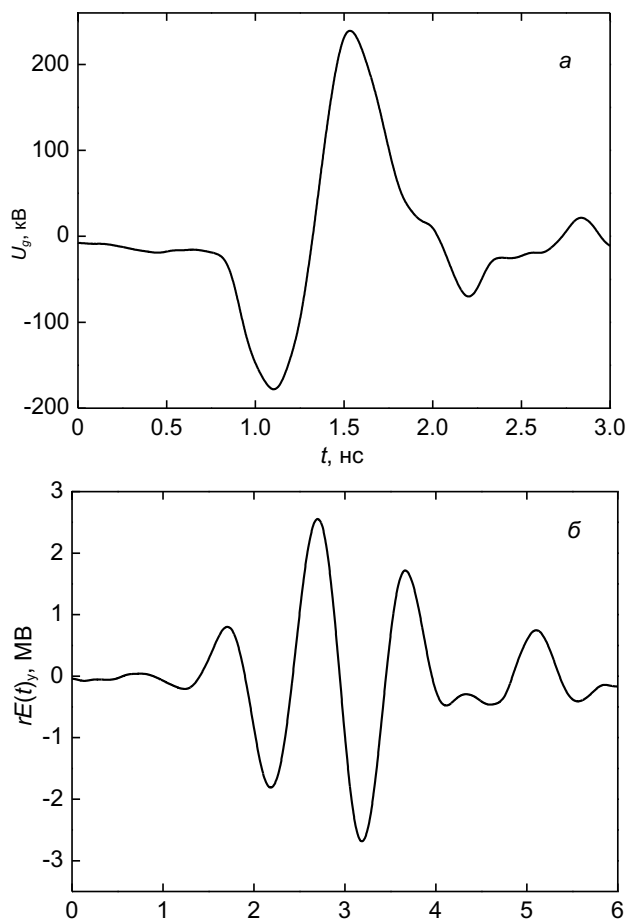


Рис. 9. Импульсы напряжения на входе антенной решетки (а) и напряженности вертикальной компоненты электрического поля на расстоянии $r = 10.36$ м (б).

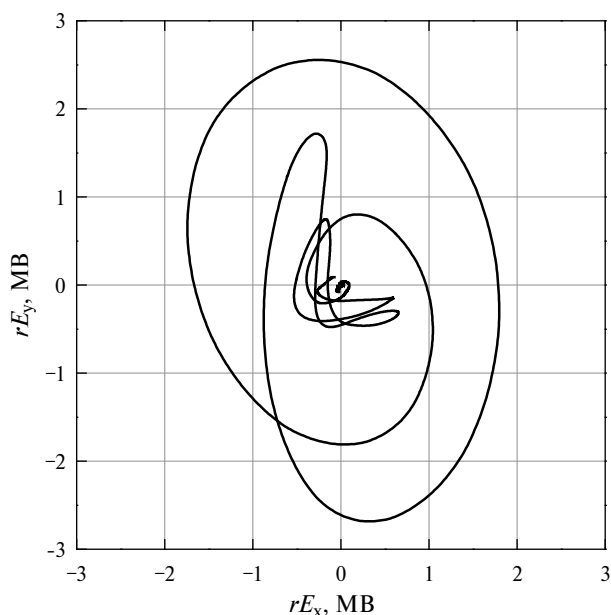


Рис. 10. Годограф вектора напряженности электрического поля в главном направлении излучения на расстоянии $r = 10.36$ м от решетки спиральных антенн.

диапазона углов, оно существенно упрощало расчеты. На рис. 8 (кривая 3) приведены также результаты измерений диаграммы направленности решетки [15]. Все результаты показаны на рис. 8 для горизонтальной плоскости zx . Видно, что диаграмма направленности, рассчитанная прямым сложением импульсов излучения, лучше соответствует измеренной диаграмме. Аналогичные результаты получены и для вертикальной плоскости zy .

4. ИЗЛУЧЕНИЕ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Выполнены экспериментальные исследования излучения мощных СШП-импульсов с эллиптической поляризацией решеткой 8×8 спиральных антенн с числом витков $N = 6$, возбуждаемой высоковольтным биполярным импульсом длительностью 1 нс на частоте повторения 100 Гц. Импульс напряжения генератора на входе антенной решетки показан на рис. 9а. Максимальная амплитуда напряжения U_{gmax} соответствует положительной полярности импульса.

В экспериментах с помощью приемной ТЕМ-антенны измерялись вертикальная E_y и горизонтальная E_x компоненты электрического поля. Напряженность электрического поля вычислялась делением выходного напряжения на эффективную высоту приемной антенны, равную половине высоты апертуры. Расстояние вдоль оси z между серединой спиральных антенн и плоскостью приемной антенны было $r = 10.36$ м. Осциллограмма вертикальной компоненты напряженности электрического поля в главном направлении показана на рис. 9б. Импульс излучения содержит пять основных временных лепестков и один дополнительный, который сдвинут по времени. Возможно, он обусловлен отражением импульса от окружающих предметов.

По результатам измерений компонент $E_y(t)$ и $E_x(t)$ строился годограф вектора напряженности электрического поля в главном направлении диаграммы направленности (рис. 10). Коэффициент эллиптичности, определяемый как отношение малой и большой осей, равен $p = 0.64$, и он существенно меньше значения $p = 0.84$ для одиночной антенны (рис. 2 и работа [15]). Величина произведения пиковой напряженности электрического поля

на расстояние rE_p в этих измерениях составляла 2.7 МВ при $U_{gmax} = 240$ кВ. Пиковая мощность импульса напряжения генератора на входе решетки при этом была 4.6 ГВт, а пиковая плотность мощности излучения в главном направлении, оцененная из соотношения $E_p^2/120\pi$, достигала 180 МВт/м². Эффективный потенциал излучения оценивается по пиковой напряженности электрического поля в дальней зоне с использованием критерия $rE_p \approx \text{const}$. В данном случае граница дальней зоны для частоты 1 ГГц, вблизи которой сосредоточена основная доля энергии излучения, находится на расстоянии 26.7 м. Из исследований [16] с решеткой 8×8 комбинированных антенн, а также измерений зависимости rE_p решетки 8×8 спиральных антенн [15], можно полагать, что эффективный потенциал излучения превышает измеренную на расстоянии $r = 10.36$ м величину rE_p не более, чем на 10%. Отметим, что граница дальней зоны по критерию $p(r) \approx \text{const}$ находится дальше границы установления сферической волны ($rE_p \approx \text{const}$) [12]. Поэтому полученное на расстоянии $r = 10.36$ м значение $p = 0.64$ является нижней оценкой коэффициента эллиптичности.

Для проверки стабильности излучения были выполнены следующие эксперименты. Источник излучения работал на частоте 100 Гц в течение 10 минут, затем был перерыв продолжительностью 30 минут для охлаждения генератора биполярных импульсов напряжения. Затем генератор снова включался на 10 минут. Были выполнены три серии измерений. Одновременно регистрировались амплитуда импульса напряжения U_{gmax} и ее среднеквадратичное отклонение σ , а также амплитудное значение вертикальной компоненты электрического поля, которое близко к E_p на годографе (рис. 10), и ее среднеквадратичное отклонение σ . Величина E_p умножалась на расстояние $r = 10.36$ м.

Измерения проводились одновременно с помощью осциллографов TDS 7404 и TDS 6604. Результаты измерений, усредненные по 100 импульсам, показаны на рис. 11а, б. Среднее значение U_{gmax} в трех сериях измерений равно 227, 216, 226 кВ и, соответственно, по трем сериям $U_{gmax} = 223$ кВ. При этом величина σ в трех сериях измерений равна соответственно 3.3%, 3.43% и 3.16%. Среднее значение по трем сериям $\sigma = 3.3\%$. Среднее значение rE_p в трех сериях измерений равно 2.49, 2.56, 2.49 МВ и, соответственно, по трем сериям $rE_p = 2.51$ МВ. При

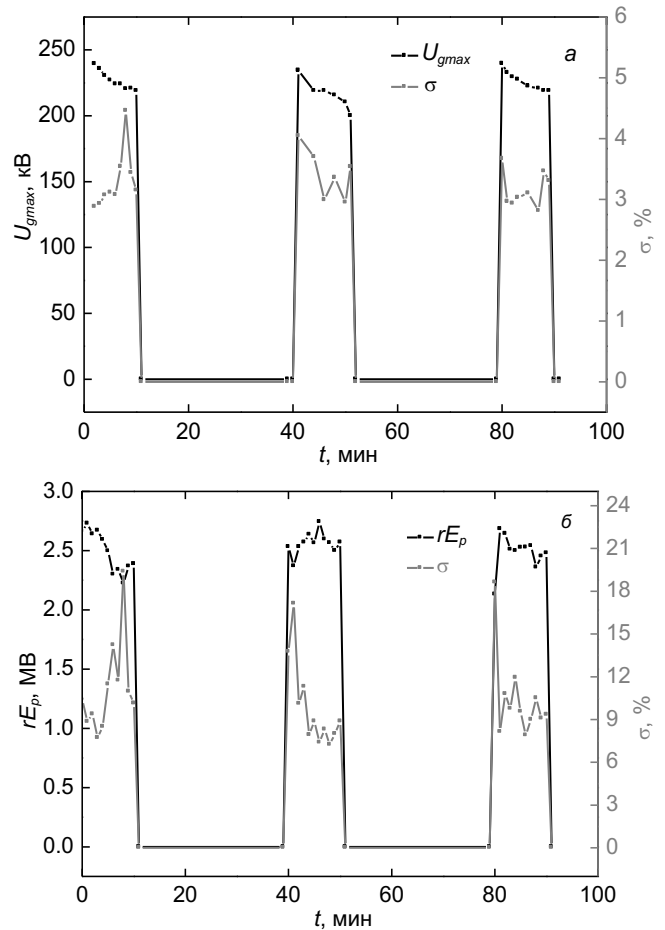


Рис. 11. Зависимости от времени амплитуды импульса напряжения генератора на входе антенной решетки и ее среднеквадратичного отклонения (а), пиковой напряженности вертикальной компоненты электрического поля на расстоянии $r = 10.36$ м и ее среднеквадратичного отклонения (б) при частоте повторения импульсов 100 Гц.

этом величина σ в трех сериях измерений равна соответственно 11.17%, 9.91% и 10.43%. Среднее значение по трем сериям $\sigma = 10.5\%$. Величина $k_E = rE_p/U_{gmax}$, определенная по средним значениям, равна 11.26. Отметим, что для решетки 8×8 комбинированных антенн с линейной поляризацией излучения [16] $k_E = 19.57$ при расстоянии $r = 10.5$ м.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан мощный источник сверхширокополосного излучения с эллиптической поляризацией ($p = 0.64$) на основе 64-элементной решетки цилиндрических спиральных антенн, возбуждаемой высоковольтными биполярными импульсами длительностью 1 нс на частоте

повторения 100 Гц. Источник был испытан тремя сериями импульсов по 60 тысяч импульсов каждый. При амплитуде биполярного импульса напряжения 220 кВ и стабильности 3% получены импульсы излучения с произведением $rE_p = 2.5$ МВ и стабильностью 10%.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Томский центр коллективного пользования СО РАН за предоставленный прибор Network Analyzer Agilent N5227A.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FWRM-2021–0002) и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-8-00297).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Усыченко В.Г., Сорокин Л.Н. Стойкость сверхвысоко-частотных радиоприемных устройств к электромагнитным воздействиям. Москва: Радиотехника, 2017.
2. Giri D.V., Hoad R., Sabath F. High-power Electromagnetic Effects on Electronic Systems. Boston/London: Artech House, 2020.
3. Зиновьев С.В., Евдокимов А.Н., Сахаров К.Ю., Туркин В.А., Алешко А.И., Иванов А.В. // Медицинская физика. 2015. № 3. С. 62.
4. Ultra-Wideband Radar Technology / Ed. by J.D. Taylor. Boca Raton: CRC Press, 2001.
5. Koshelev V.I., Plisko V.V. // J. Phys.: Conf. Series. 2022. V. 2373. P. 072037. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2373/7/072037>
6. Kraus J.D. Antennas. New York: McGraw-Hill, 1950.
7. Юрцев О.А., Рунов А.В., Казарин А.Н. Спиральные антенны. М.: Советское радио, 1974.
8. Morton D., Banister J., DaSilva T., Levine J., Naff T., Smith I., Sze H., Warren T., Giri D.V., Mora C., Pavlinko J., Schleher J., Baum C.E. // Proc. IEEE Int. Power Modulator and High Voltage Conf. (Atlanta, GA) New York: IEEE, Inc. 2010. P. 186.
9. Delmote P., Pinguet S., Bieth F. // Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics (Sabath F. and Mokole E.L., Eds) New York: Springer. 2014. V. 10. P. 239.
10. Romanchenko I.V., Ulmaskulov M.R., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Shpak V.G., Yalandin M.I., Pedos M.S., Rukin S.N., Konev V.Yu., Rostov V.V. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. P. 054703. <https://doi.org/10.1063/1.4983803>
11. Andreev Yu.A., Efremov A.M., Koshelev V.I., Kovalchuk B.M., Petkun A.A., Sukhushin K.N., Zorkaltseva M.Yu. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 104703. <https://doi.org/10.1063/1.4897167>
12. Андреев Ю.А., Ефремов А.М., Зоркальцева М.Ю., Кошелев В.И., Петкун А.А. // РЭ. 2018. Т. 63. № 8. С. 795. <https://doi.org/10.1134/S0033849418080028>
13. Андреев Ю.А., Ефремов А.М., Зоркальцева М.Ю., Кошелев В.И., Петкун А.А. // ПТЭ. 2018. № 1. С. 60. <https://doi.org/10.1134/S0020441218010116>
14. Andreev Yu.A., Efremov A.M., Koshelev V.I., Kovalchuk B.M., Plisko V.V., Sukhushin K.N., Zorkaltseva M.Yu. // Laser Part. Beams. 2015. V. 33. № 4. P. 633. <https://doi.org/10.1017/S026303461000725>
15. Andreev Yu., Koshelev V., Smirnov S. // Proc. 20th Int. Symp. on High-Current Electronics (ISHCE). New York: IEEE, Inc. 2018. P. 16. <https://doi.org/10.1109/ISHCE.2018.8521217>
16. Efremov A.M., Koshelev V.I., Kovalchuk B.M., Plisko V.V., Sukhushin K.N. // Laser Part. Beams. 2014. V. 32. № 3. P. 411. <https://doi.org/10.1017/S026303461000299>
17. Koshelev V.I., Plisko V.V., Sukhushin K.N. Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics. / Ed. by Sabath F., Giri D.V., Rachidi F., Kaelin A. New York: Springer. 2010. Vol. 9. P. 259.
18. Воскресенский Д.И. Антенны с обработкой сигнала: Учебное пособие для вузов. Москва: Сайнс-Пресс, 2002.

УДК 621.317.757

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО РАССЕЯНИЯ ВИДЕОИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН МАЛОРАЗМЕРНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

© 2024 г. Э. В. Семенов^{a, b, *}, М. А. Назаров^{a, b}, А. В. Фатеев^{a, b},
К. М. Полторыхин^{a, b}, А. А. Березин^{a, b}, В. С. Поздняков^{a, b}

^aИнститут сильноточной электроники Сибирского отделения
Российской академии наук
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3

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

*e-mail: edwardsemyonov@narod.ru

Поступила в редакцию 14.11.2023 г.

После доработки 05.12.2024 г.

Принята к публикации 19.02.2024 г.

Рассмотрена установка, позволяющая измерять рассеяние ступенчатой сверхширокополосной электромагнитной волны (субнаносекундная длительность фронта) малоразмерными объектами. Основной особенностью установки является выделение в рассеянном сигнале со сплошным спектром нелинейной составляющей отклика. Достигнутая в экспериментах интенсивность зондирующего поля составляет 135 Вт/м². Показано, что пороговая чувствительность по нелинейному отклику объекта определяется, в основном, сдвигом отдельных фрагментов регистрируемых сигналов, возникающим в стробоскопическом регистрирующем устройстве. За счет коррекции этих сдвигов удалось получить пороговую чувствительность по потенциалу нелинейно рассеянного поля не хуже 3.5 мВ при потенциале рассеянного объектом поля не более 520 мВ. Приведены результаты тестирования установки посредством линейных и нелинейных мер с известными параметрами, а также наблюдения нелинейного отклика малоразмерного электронного прибора.

DOI: 10.31857/S0032816224040132 EDN: NYIEKR

1. ВВЕДЕНИЕ

Волны, рассеянные объектами нелинейным образом, регистрируются для решения различных задач. Сюда входят обнаружение электронных устройств при досмотре [1], мониторинг самодвижущихся электронных устройств [2], обнаружение некачественных электрических контактов [3] и т.д.

Обычно нелинейный отклик объекта селективируется на фоне линейного по частотному признаку, для чего тестовый сигнал выбирается узкополосным (гармоническим) [4]. Узкая полоса сигнала означает его большую длительность, что

ухудшает пространственное разрешение и снижает пиковую излучаемую мощность при заданной средней [5]. Последнее приводит к ускоренному снижению относительного уровня нелинейного отклика (квадратичному для второй гармоники). Кроме того, фиксированная частота зондирующего сигнала может не попасть в область частот эффективного взаимодействия с внутренней структурой объекта [5].

Все перечисленные недостатки в принципе преодолевает видеоимпульсная нелинейная локация [6–8], в которой используются близкие к видеоимпульсным зондирующие сигналы. Однако разработка нелинейных видеоимпульсных

локаторов требует одновременного решения ряда разнородных технических проблем. Сложность этих проблем такова, что до сих пор нет публикаций (по нашим сведениям), в которых бы описывались эксперименты по дистанционному нелинейному зондированию реальных электронных приборов посредством видеоимпульсов. При этом сами принципы нелинейного видеоимпульсного тестирования известны достаточно давно [9–14].

Одной из упомянутых проблем является то, что нелинейные рассеивающие свойства объектов зависят от формы зондирующего сигнала, поэтому имеющиеся результаты зондирования электронных приборов гармоническими полями [15] не могут быть распространены на случай видеоимпульсных сигналов. В связи с этим актуальной задачей является создание установки для измерения рассеяния видеоимпульсных электромагнитных волн, позволяющей селективно регистрировать нелинейную составляющую в рассеянном сигнале. В настоящей статье описаны основные особенности такой установки, а также результаты ее тестирования на мерах с известными параметрами и малоразмерных электронных устройствах.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ПРИНЦИП СЕЛЕКЦИИ НЕЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА ОБЪЕКТА

Нелинейные искажения сигнала объектом (нелинейный отклик) $\varepsilon(t)$ в общем смысле находятся как разность между откликом объекта $u(t)$ и его откликом без нелинейных искажений $u_0(t)$ [16]:

$$\varepsilon(t) = u(t) - u_0(t). \quad (1)$$

В нашем случае источником нелинейных искажений сигналов являются, в основном, p – n -переходы. Проще всего выполнить вычисления по формуле (1), если зондировать объект двумя ступенчатыми функциями $x_{1,2}(t)$ одинаковой формы, но разной полярности:

$$x_1(t) = -x_2(t). \quad (2)$$

При воздействии одним из тестовых сигналов (например, первым) p – n -переходы будут в прямом смещении, и мы можем считать отклик $u_1(t)$ на первый тестовый сигнал сигналом с нелинейными искажениями, $u(t) = u_1(t)$. При другой полярности p – n -переходы будут в обратном

смещении, и нелинейность рассеяния сигнала будет мала. Поэтому $u_0(t)$ можно найти, просто проинвертировав отклик $u_2(t)$ на второй тестовый сигнал: $u_0(t) = -u_2(t)$. Таким образом, мы можем переписать формулу (1) в виде

$$\varepsilon(t) = u_1(t) + u_2(t). \quad (3)$$

При феноменологическом исследовании мы не можем сказать, какой из сигналов $u_{1,2}$ имеет больше нелинейных искажений, а какой меньше. Однако это и несущественно в силу симметрии правой части в равенстве (3). Объективно мы будем получать разную полярность $\varepsilon(t)$ при разном ракурсе зондируемого объекта.

3. ТЕСТОВЫЕ СИГНАЛЫ, ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ КАМЕРА И СПОСОБ СЕЛЕКЦИИ ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ

Для уменьшения уровня помех и дрейфовой погрешности измерять рассеяние электромагнитных волн предпочтительно в экранированных камерах. Возможно использование двух видов камер. Первый вариант – безэховые камеры большого размера, где объект располагается в дальней зоне передающей антенны [6]. Второй вариант – малогабаритные камеры с ТЕМ-волной [17]. По существу, они представляют собой воздушные линии передачи с площадью поперечного сечения порядка нескольких дециметров.

Предпочтительность ТЕМ-камер для рассматриваемой задачи обусловлена двумя обстоятельствами. Во-первых, для того чтобы объект исследования проявлял нелинейные свойства, интенсивность зондирующего поля должна быть достаточно большой. Мы ориентируемся на значение интенсивности порядка 100 Вт/м^2 . Получить данное значение интенсивности гораздо проще в камере малого размера. Во-вторых, исчерпывающий тест объекта по отношению к видеоимпульсному воздействию подразумевает регистрацию семейства переходных характеристик объекта, т.е. откликов на ступенчатые воздействия разной амплитуды [18, 19]. Получить ступенчатую электромагнитную волну (со спектром от постоянного тока) возможно только в волноводах с ТЕМ-волной.

Используемая ТЕМ-камера [17] (камера 5 на рис. 1) представляет собой отрезок прямоугольной линии передачи с пирамидальными

рупорами на концах. К вершине одного из рупоров подводится тестовый сигнал, на втором рупоре устанавливается терминатор для реализации режима бегущей волны с возможно меньшими переотражениями.

Поперечное сечение измерительной камеры изображено на рис. 2. Площадь поперечного сечения составляет 0.0172 м^2 . Таким образом, для получения интенсивности поля порядка 100 Вт/м^2 поступающая в камеру мощность должна составлять не менее 1.72 Вт . При волновом сопротивлении подводящей линии 50 Ом это соответствует амплитуде тестового сигнала более 9 В .

В части длительности фронта тестового сигнала мы ориентируемся на значения около 0.25 нс (пространственная протяженность фронта 7.5 см). Фронт большей длительности создает недостаточный градиент поля вдоль луча для малоразмерных объектов, а сигнал, фронт которого короче указанного значения, хуже проникает во внутренние структуры объекта и шунтируется емкостями электронных приборов.

Для реализации изложенного в разд. 2 принципа селекции нелинейного отклика объекта необходимо генерировать пары импульсов противоположной полярности. Серийные генераторы такого типа с требуемой мощностью и длительностью фронта не выпускаются. Поэтому нужно использовать либо специализированную конструкцию в виде двух отдельных генераторов с последующим суммированием сигналов, либо двухтактный обостритель импульсов на диодах с накоплением заряда [20] (2 на рис. 1). Последний вариант проще, и он обеспечивает в нашем случае требуемые параметры. Для описанного в работе [20] обострителя импульсов выходное напряжение составляет 13.1 В (выходная мощность 3.4 Вт), длительность фронта 0.23 нс (по уровням $20\ldots 80\%$ от максимального напряжения). На вход обострителя подается меандр амплитудой $\pm 12 \text{ В}$ (на холостом ходу) от генератора 1 (рис. 1) с внутренним сопротивлением 50 Ом . Мы использовали генератор National Instruments PXI-5422 с длительностью фронта меандра 4 нс . На рис. 3 приведена

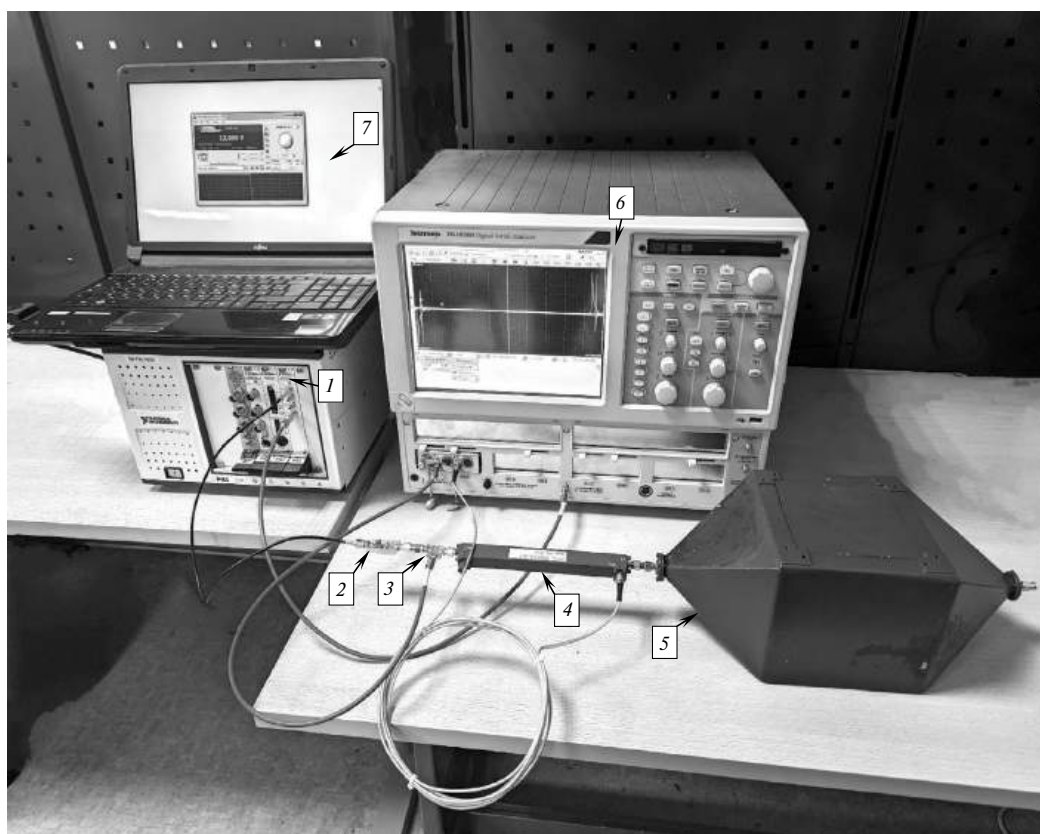


Рис. 1. Измерительная установка: 1 – генератор меандра, 2 – обостритель импульсов, 3 – датчик напряжения, 4 – направленный ответвитель, 5 – измерительная камера, 6 – осциллограф, 7 – управляющий компьютер.

форма сигнала на выходе обострителя. Спад сигнала экспоненциальный с длительностью около 20 нс. Он не создает существенного зондирующего действия по сравнению с фронтом.

С учетом некоторого ослабления сигнала обострителя при передаче его в ТЕМ-камеру интенсивность поля в камере составляет 135 Вт/м².

Отклик объекта целесообразно принимать на том порту, к которому подводится тестовый сигнал. В этом случае падающая и рассеянная волны имеют разные направления и могут быть разделены направленным ответвителем или мостом. Длина камеры обеспечивает наблюдение рефлектограммы длительностью 2.2 нс без переотражения от заднего рупора и терминатора (которое может быть сопоставимо с отражением от малоразмерного объекта зондирования).

4. УМЕНЬШЕНИЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ

Нелинейный отклик отыскивается по формуле (1) как малая разность между близкими сигналами. На практике условие (2) выполняется лишь приближенно. Исключить связанную с этим погрешность можно, если ввести в рассмотрение тестовый сигнал $x_0(t)$, форма которого определяется как средняя между $x_1(t)$ и $-x_2(t)$. Отклик $u_{10}(t)$ на сигнал $x_0(t)$ можно рассчитать из величины $u_1(t)$, если считать оператор объекта $S[x(t)]$ линейным для малых отклонений от значений формулы (2). В этом случае

в формуле $u_1(t) = S[x_1(t)]$ мы можем свернуть обе части с функцией $h_1(t) = F^{-1}[X_0(\omega)/X_1(\omega)]$, где $X_{0,1}(\omega)$ — спектры сигналов $x_{0,1}(t)$, F^{-1} — обратное преобразование Фурье. Тогда мы получаем

$$u_1(t) * h_1(t) = S[x_1(t) * h_1(t)] = S[x_0(t)].$$

Отсюда ясно, что

$$u_{10}(t) = u_1(t) * h_1(t). \quad (4)$$

Сигнал $u_2(t)$ пересчитывается в отклик на сигнал $-x_0(t)$ следующим образом:

$$u_{20}(t) = u_2(t) * h_2(t), \quad (5)$$

где $h_2(t) = F^{-1}[-X_0(\omega)/X_2(\omega)]$. Нелинейный отклик рассчитывается по формуле (3) путем подстановки сигналов $u_{10,20}(t)$ вместо $u_{1,2}(t)$.

Заметим, что тестовые сигналы $x_{1,2}(t)$ имеют ограниченный сверху частотный диапазон, за пределами которого регистрируются, в основном, шумы и помехи, а не компоненты сигнала. Поэтому вычислять отношения $X_0(\omega)/X_1(\omega)$ и $X_0(\omega)/X_2(\omega)$ (близкие к единице) нужно только внутри полосы тестовых сигналов. За пределами частотного диапазона тестовых сигналов спектр функций $h_{1,2}(t)$ устремим к нулю для уменьшения влияния шумов и помех при помощи фильтра нижних частот. Поскольку наблюдения выполняются во временной области, важно, чтобы этот фильтр не имел осцилляций на переходной характеристике. Поэтому будем использовать фильтр Гаусса с передаточной функцией $\exp(-\tau^2\omega^2/4)$. Здесь τ — постоянная времени фильтра, определяющая длительность фронта его переходной характеристики. В итоге формулы для функций $h_{1,2}(t)$ получаются следующие:

$$h_1(t) = F^{-1}[\exp(-\tau^2\omega^2/4) X_0(\omega)/X_1(\omega)],$$

$$h_2(t) = F^{-1}[-\exp(-\tau^2\omega^2/4) X_0(\omega)/X_2(\omega)].$$

Мы использовали $\tau = 50$ пс.

Нужно также учесть, что регистрируемые отклики $u_{1r,2r}(t)$ включают как отклик от исследуемого объекта, так и отклики от элементов измерительной камеры $u_{1c,2c}(t)$. Зарегистрируем отклики $u_{1c,2c}(t)$ отдельно при пустой камере и применим к ним коррекцию по формулам (4) и (5), определяя сигналы $u_{10c,20c}(t)$. Эта коррекция применяется также и к функциям $u_{1r,2r}(t)$ с вычислением сигналов $u_{10r,20r}(t)$. Считая

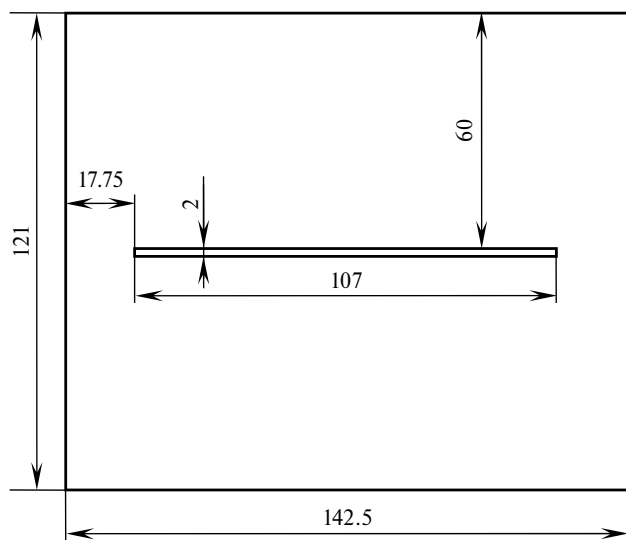


Рис. 2. Поперечное сечение использованной ТЕМ-камеры.

отклики от исследуемого объекта и камеры аддитивными, окончательно получаем следующие отклики от исследуемого объекта:

$$u_{10} = u_{10r} - u_{10c}, \quad u_{20} = u_{20r} - u_{20c}. \quad (6)$$

5. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯННОЙ ОБЪЕКТОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Найденные напряжения откликов объекта $u(t)$ на выходе камеры позволяют отыскать характеристики рассеянной объектом электромагнитной волны. В радиолокации обычно для характеристики рассеивающих свойств объекта вычисляется полная мощность рассеянного им поля [21]. Будем полагать, что потери энергии в камере отсутствуют, а объект рассеивает электромагнитную волну изотропно (и, следовательно, одинаково в направлении обоих портов камеры). Тогда величина

$$p(t) = 2u^2(t)/\rho, \quad (7)$$

где ρ – волновое сопротивление камеры (50 Ом), даст полную рассеянную объектом мощность.

Однако параметр $p(t)$ является энергетической характеристикой и поэтому правильно отражает фазо-временную структуру сигнала только по огибающей. Энергетическая характеристика поля не очень хорошо подходит для случая видеоимпульсных воздействий, при которых форма сигнала служит одним из информативных признаков рассеянного поля.

Представляется, что в случае сверхширокополосных сигналов правильнее использовать временную зависимость напряженности рассеянного поля в качестве характеристической функции рассеяния. Поскольку напряженность рассеянного объектом поля зависит от расстояния до него, целесообразно указывать эту напряженность на некотором референсном расстоянии до объекта. Если это расстояние выбрать равным 1 м, то фактически мы будем регистрировать потенциал поля $e(t)$, рассеянного объектом. Напряженность поля связана с его интенсивностью $i(t)$ соотношением

$$e(t) = \sqrt{i(t)z}, \quad (8)$$

где z – волновое сопротивление вакуума. В свою очередь, интенсивность для расстояния 1 м определяется по формуле $i(t) = p(t)/4\pi$.

Подставляя данную формулу в равенство (8), а в получившееся выражение формулу (7), получим

$$e(t) = u(t)\sqrt{z/(2\pi\rho)}. \quad (9)$$

Коэффициент $\sqrt{z/(2\pi\rho)}$ с точностью до трех значащих цифр равен 1.10 и дает простой способ пересчета зарегистрированного на выходе камеры напряжения в потенциал поля, рассеянного объектом в изотропном приближении.

6. НАПРАВЛЕННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ И РЕГИСТРИРУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

Для селекции отклика объекта требуется устройство с направленными свойствами: мост Уитстона или направленный ответвитель. Мосты Уитстона вносят достаточно большое ослабление в канал тестового сигнала [22], поэтому в данном случае уместно применять направленные ответвители. Мы использовали направленный ответвитель Mini Circuits ZUDC20–183+ (4 на рис. 1), так как он имеет относительно низкую нижнюю граничную частоту (0.34 ГГц). Это дает длительность спада наблюдаемых импульсов около 1 нс, что вчетверо больше рабочей длительности фронта тестового сигнала. При необходимости нижнюю граничную частоту можно дополнительно снизить за счет коррекции передаточной функции направленного ответвителя цифровым фильтром [23].

Использованный способ исключения систематической погрешности измерения, связанной с различием форм тестовых сигналов (см. разд. 4), подразумевает регистрацию фактически полученных тестовых сигналов. Для этого на выходе формирователя тестовых сигналов включается датчик напряжения 3 (рис. 1). В датчике к проходящему коаксиальному волноводу подключен вывод резистора сопротивлением 470 Ом, а другой вывод резистора подключен к коаксиальному волноводу, отводящему сигнал на вход осциллографа.

К регистрирующему устройству предъявляется требование большого динамического диапазона, поскольку малый нелинейный отклик регистрируется на фоне значительно превышающего его общего отклика от объекта. Поэтому мы отдаем предпочтение стробоскопическим осциллографам, в которых относительно

низкочастотный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) имеет большую разрядность и вследствие этого большой динамический диапазон. Мы использовали осциллограф Tektronix DSA 8300 (6 на рис. 1) со стробоскопическим преобразователем 80E04. Разрядность АЦП данного стробоскопа составляет 16 бит.

7. ТЕСТИРОВАНИЕ УСТАНОВКИ ЛИНЕЙНОЙ МЕРЫ. КОРРЕКЦИЯ СОБСТВЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ РЕГИСТРИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА

Основным требованием к регистрирующему устройству является требование малой собственной нелинейности.

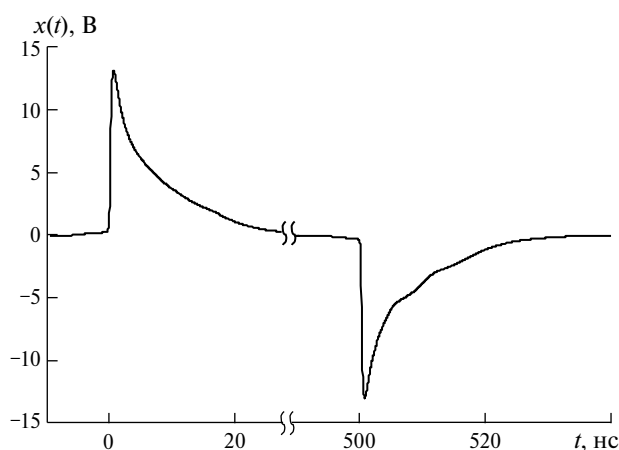


Рис. 3. Напряжение на выходе двухтактного обострителя импульсов (тестовые сигналы).

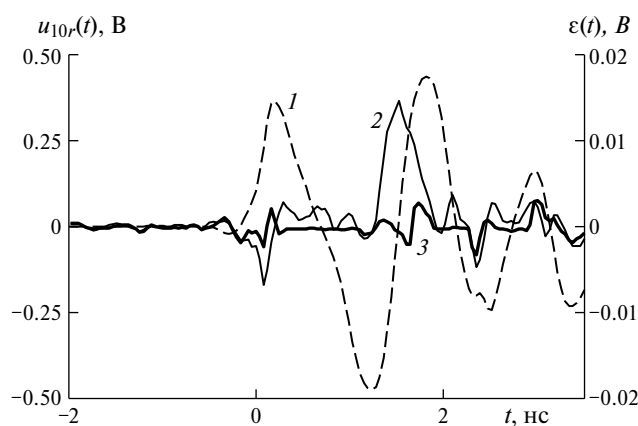


Рис. 4. Отклики от камеры с линейной мерой. Общий отклик $u_{10r}(t)$ (1) и нелинейный отклик $\varepsilon(t)$ без компенсации (2) и с компенсацией (3) временного сдвига фрагментов сигналов.

Длительность переходной характеристики используемого стробоскопического преобразователя составляет 17.5 пс, а длительность фронтов регистрируемого сигнала — от 230 пс и более. Поэтому динамической нелинейностью в стробоскопическом преобразователе можно пренебречь.

Экспериментально нами установлено, что нелинейность амплитудной характеристики (статическая нелинейность) использованного осциллографа не превышает 0.4%. Амплитудная характеристика представляет собой монотонно возрастающую функцию. От этой функции существует однозначно определяемая обратная функция. С ее помощью систематическую погрешность, связанную со статической нелинейностью стробоскопического преобразователя, можно исключить.

Однако тестирование собственной нелинейности измерительной установки линейной мерой показывает весьма существенный уровень нелинейного отклика (кривая 2 на рис. 4). Его величина составляет 3.1% от отклика камеры с размещенной в ней линейной мерой (кривая 1). Природа этой нелинейности становится понятной, если рассмотреть сигналы $u_{10}(t)$ и $-u_{20}(t)$ (рис. 5), разница которых дает характеристику нелинейности $\varepsilon(t)$. Видно, что разница этих сигналов наблюдается лишь в некоторых областях времени, эта разница может рассматриваться как смещение одного из сигналов относительно другого. Физическим фактором, вызывающим данный эффект, представляется погрешность установки смещения стробирующего импульса в стробоскопическом осциллографе Tektronix DSA 8300. По нашим оценкам взаимное смещение участков сигналов может достигать 10 пс, что при длительности фронта регистрируемых импульсов 230 пс дает относительное значение нелинейности до 4.3%. Отметим, что данный эффект представляется особенностью стробоскопического принципа регистрации сигналов, а не недостатком конкретного осциллографа.

Для отмеченного смещения характерно то, что оно не изменяется в течение одной измерительной сессии, если горизонтальная развертка и триггер осциллографа не перестраиваются. Поэтому предложение по исключению систематической погрешности данного типа основывается на определении областей времени и величин взаимных задержек сигналов при

регистрации откликов от линейной меры, для которой нелинейный отклик должен быть равен нулю. Затем форма одного из сигналов (u_{10} или u_{20}) принимается за опорную. В оставшемся сигнале к его частям в определенных областях применяются найденные временные смещения с обратным знаком.

Изображенные на рис. 5 сигналы получены для меры в виде дюралюминиевой пластины толщиной 1 мм и размерами $50 \times 70 \text{ мм}^2$ с внутренним отверстием размером $30 \times 50 \text{ мм}^2$. Это максимальные размеры объекта, который можно установить в использованную камеру без неприемлемых искажений электромагнитного поля. Выполнение описанной в предыдущем абзаце операции над сигналами u_{10} и u_{20} дает нелинейный отклик, представленный на рис. 4 кривой 3. Сравнивая его с сигналом без указанной компенсации, мы видим, что относительная величина нелинейного отклика уменьшилась с 4.3% до 0.6%. Такая величина уже сопоставима с собственными шумами измерительной установки.

8. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ УСТАНОВКИ И ЕЕ ПРОВЕРКА НА ТЕСТОВЫХ ПРИМЕРАХ

Чувствительность установки к отклику объекта в целом определяется шумами осциллографа и дрейфовой погрешностью регистрации им сигналов. Последняя при вычислениях

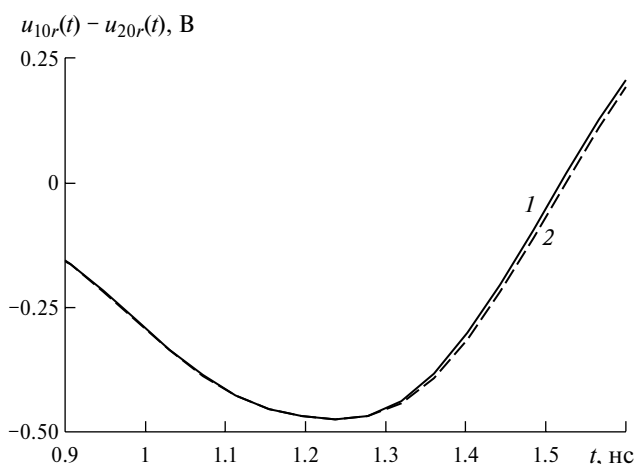


Рис. 5. Отклики $u_{10r}(t)$ и $u_{20r}(t)$ от камеры с линейной мерой на положительный (1) и отрицательный (2) тестовые сигналы. Отклик на отрицательный тестовый сигнал проинвертирован.

по формуле (6) дает некоторую невязку, которая и определяет порог обнаружения отклика объекта (чувствительность). Такая невязка — сигнал u_{10} , полученный для двух последовательных измерений откликов от пустой камеры, — приведена на рис. 6 и 7 (кривые 1). Амплитуда этого сигнала составляет 4.0 мВ, что в соответствии с формулой (9) дает чувствительность по потенциалу рассеянного объектом поля 4.4 мВ.

Чувствительность установки к нелинейному отклику объекта ограничивается, как следует из разд. 7, в основном, собственной нелинейностью осциллографа. Собственная нелинейность

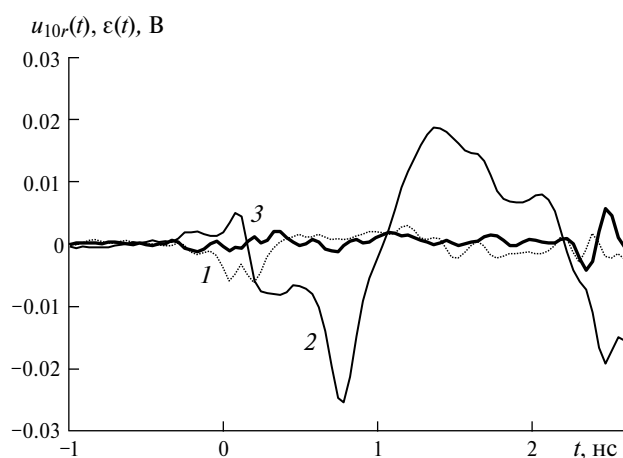


Рис. 6. Отклик $u_{10}(t)$ от пустой камеры (1) и от линейной меры (2) (короткозамкнутое кольцо диаметром 20 мм из медного провода поперечным сечением 4 мм^2), а также нелинейный отклик $\varepsilon(t)$ от линейной меры (3).

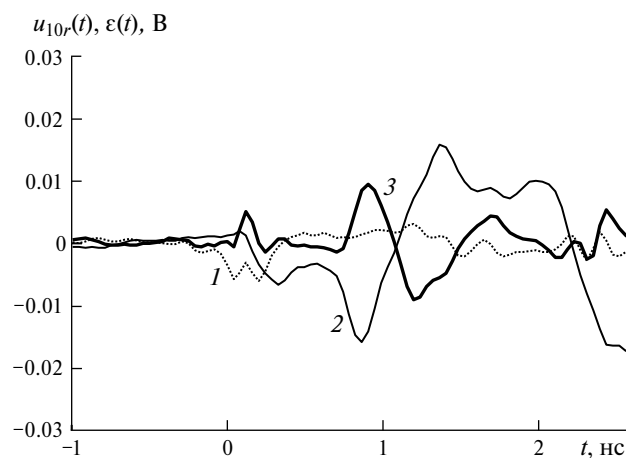


Рис. 7. Отклик $u_{10}(t)$ от пустой камеры (1) и от нелинейной меры (2) (кольцо диаметром 20 мм из медного провода поперечным сечением 4 мм^2 с включенным в его разрыв диодом HSMS-8101), а также нелинейный отклик $\varepsilon(t)$ от нелинейной меры (3).

установки при тестировании ее линейной мерой отражена кривой 3 на рис. 4 (уже с учетом компенсации сдвига осциллографом фрагментов сигнала). При амплитуде регистрируемого отклика 470 мВ (что соответствует потенциалу отклика объекта 520 мВ) амплитуда характеристики нелинейности составляет 3.2 мВ, что дает чувствительность по потенциалу нелинейно рассеянного объектом поля 3.5 мВ.

Отметим, что указанное значение чувствительности по нелинейному отклику получено при определенной мощности сигнала на входе камеры, т.е. 3.5 мВ по потенциалу при мощности 2.3 Вт (что соответствует напряжению

импульса 10.7 В). Этот порог чувствительности определяется, в основном, конечной эффективностью коррекции сдвигов фрагментов регистрируемых сигналов (которые происходят из-за принципа действия стробоскопического осциллографа). Если в этом случае напряжение тестового сигнала будет увеличено вдвое, то вдвое увеличится и общий отклик от объекта. Следовательно, сигнал, оставшийся после коррекции сдвигов в осциллографе, также увеличится вдвое. Поэтому чувствительность установки можно указать и в виде 3.5 мВ/10.7 В. Это отношение является безразмерным, т.е. чувствительность установки по потенциалу нелинейного отклика объекта получается выраженной в долях амплитуды тестового импульса. В нашем случае она равна 0.033%.

Проверим работу установки на нескольких тестовых объектах. В качестве таковых использованы кольца диаметром 20 мм из медного провода поперечным сечением 4 мм². Одно из колец короткозамкнуто (линейная мера), а в разрыв второго включен диод Шотки HSMS-8101 (нелинейная мера). По нашим оценкам такой диаметр кольца дает длину проводника, примерно соответствующую длине электропроводящего контура вокруг нелинейных элементов в реальных электронных устройствах. На рис. 6 кривые 2 и 3 соответствуют общему и нелинейному откликам от короткозамкнутого кольца. Общий отклик от объекта составляет 28 мВ (потенциал поля), а амплитуда нелинейного отклика не превышает порога обнаружения. Общий отклик от кольца с диодом (рис. 7) составляет 17 мВ, а нелинейный отклик имеет амплитуду 10 мВ (потенциал).

В заключение приведем пример регистрации откликов от малоразмерного электронного устройства. В качестве такового использован FM-приемник Precision PS-298. Общий и нелинейный отклики соответствуют кривым 1 и 2 на рис. 8. Общий отклик составляет 470 мВ (потенциал). Нелинейный отклик обнаруживается, и его амплитуда по потенциалу рассеянного поля (без учета глитчей случайного характера) составляет 11 мВ.

В иллюстративных целях на рис. 9 приведены амплитудные спектры: производной тестового сигнала $X(f)$ (кривая 1), общего $U_{10}(f)$ (кривая 2) и нелинейного $E(f)$ (кривая 3) откликов FM-приемника Precision PS-298. Тестовый

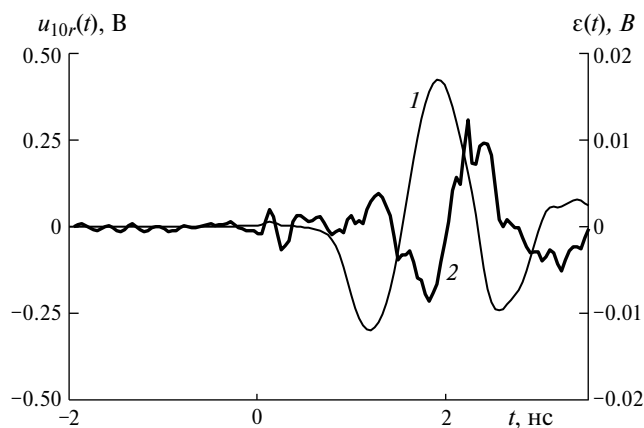


Рис. 8. Общий отклик $u_{10}(t)$ (1) и нелинейный отклик $\varepsilon(t)$ (2) от FM-приемника Precision PS-298.

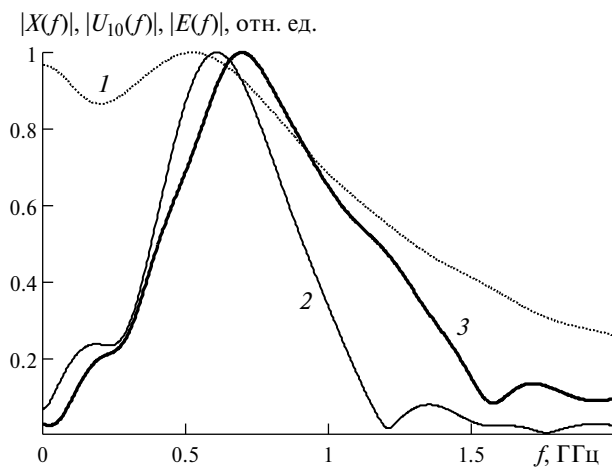


Рис. 9. Амплитудные спектры, нормированные на собственный максимум, производной тестового сигнала (1); общего отклика (2); нелинейного отклика (3) от FM-приемника Precision PS-298.

сигнал перед спектральным преобразованием продифференцирован, потому что электромагнитное воздействие на внутренние нелинейные цепи объекта зондирования определяется изменением поля. Можно видеть, что спектр тестового сигнала занимает полосу частот от нуля до примерно 1 ГГц. Спектр нелинейного отклика объекта ожидаемо расширен в область верхних частот относительно спектра общего отклика, однако, по большей части спектры общего и нелинейного откликов объекта перекрываются. Это указывает на то, что классические методы селекции нелинейного отклика по частотному признаку не подходят в случае видеоимпульсных тестовых воздействий.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование ТЕМ-камеры небольшого поперечного сечения в сочетании с применением обострителя импульсов с выходной мощностью 3.4 Вт позволило реализовать зондирование исследуемых объектов ступенчатым электромагнитным полем интенсивностью до 135 Вт/м².

Двухтактный режим работы обострителя с генерацией пар импульсов противоположной полярности обеспечивает возможность измерения нелинейности рассеяния объектом ступенчатой (видеоимпульсной) электромагнитной волны.

Основную сложность при обработке измеренных сигналов представляет борьба со смещением отдельных фрагментов сигнала во времени, которое возникает вследствие применения стробоскопического осциллографа. Этот эффект фактически представляет собой одну из форм нелинейности регистрирующего устройства, он приводит к формированию нелинейного отклика от линейных объектов измерения. Предлагаемый способ компенсации собственной нелинейности приемной системы, основанный на измерении относительного сдвига откликов на положительный и отрицательный тестовые сигналы, регистрируемых для линейной меры, показал свою эффективность.

Работоспособность установки проверена на нескольких тестовых примерах. Показано, что достигнутый уровень чувствительности позволяет измерять нелинейный отклик на ступенчатую электромагнитную волну от реальных электронных приборов.

Рассмотренная установка позволяет получить основанную на измерениях поведенческую модель объекта зондирования в виде трансверсального или рекурсивного [19] нелинейного фильтра. Такие модели, как показано в работе [19], адекватны не только при видеоимпульсных воздействиях, но и на широком классе сигналов различной формы, в том числе на радиоимпульсах. Это позволит, в частности, при помощи компьютерного моделирования оптимизировать работу перспективных нелинейных локаторов, применяющих тестовые сигналы различных формы и спектра.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FWRM-2021-0015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *EDD-24T, Handheld Non Linear Junction Detector*. Datasheet. JJN Electronics Ltd. Bishops Stortford, United Kingdom.
<https://www.jjndigital.com/assets/files/Products/datasheets/EDD-24T%20Datasheet.pdf>
2. *Milanesio D., Saccani M., Maggiora R., Laurino D., Porporato M.* // Ecology and Evolution. 2016. V. 6. № 7. P. 1.
<https://doi.org/10.1002/ece3.2011>
3. *Hienonen S., Golikov V., Vainikainen P., Räisänen A.V.* // IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility. 2004. V. 46. P. 661.
<https://doi.org/10.1109/TEM.C.2004.837958>
4. *Mazzaro G.J., Martone A.F., Ranney K.I., Narayanan R.M.* // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 2017. V. 65. P. 1716.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.2016.2640953>
5. *Semyonov E.V.* // Proc. of XV Int. Conf. "Actual Problems of Electronic Instrument Engineering". Novosibirsk, Russia, 19–21 November 2021. P. 295.
<https://doi.org/10.1109/APEIE52976.2021.9647538>
6. *Semyonov E.V., Fateev A.V., Nazarov M.A., Berezin A.A.* // Proc. of Conf. "Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves". Divnomorskoe, Russia, 26–30 June 2023.
<https://doi.org/10.1109/RSEMW58451.2023.10201997>
7. *Семенов Э.В.* // Матер. 32 Междун. науч.-тех. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь, Россия, 11–17 сентября 2022. С. 311.
8. *Шипилов С.Э., Якубов В.П.* // Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. Т. 63. № 2. С. 5.
<https://doi.org/10.17223/00213411/63/2/5>

9. Семенов Э.В., Семенов А.В. // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. № 4. С.480.
<https://doi.org/10.1134/S1064226907040109>
10. Авдеев В.Б., Бердышев А.В., Панычев С.Н. // Телекоммуникации. 2006. № 8. С. 23.
11. Bryant P.H. US Patent 7230970, IPC H04B 1/69.
12. Якубов В.П., Лосев Д.В., Мальцев А.И. // Журнал радиоэлектроники. 2000. № 3.
<http://jre.cplire.ru/jre/mar00/1/text.html>
13. Герасименко В.Г., Мухин Н.П., Тупота В.И., Тупота А.В. Патент РФ 2219669 С1, МПК H04K 3/00.
14. Лошилов А.Г. // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2013. № 4. С. 31.
15. Щербаков Г.Н. // Специальная техника. 1999. № 1. С. 34.
16. Семенов Э.В. // Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2022. Т. 25. № 2. С. 29.
<https://doi.org/10.32603/1993-8985-2022-25-2-29-39>
17. Комнатнов М.Е., Газизов Т.Р., Матвеев О.А. // Технологии электромагнитной совместимости. 2018. № 4. С. 46.
18. Singleton H. E. Theory of nonlinear transducers. Technical Report No. 160. Cambridge, MA, USA: Massachusetts Institute of Technology, 1950.
<https://dspace.mit.edu/bitstream/handle/1721.1/4896/RLE-TR-160-04722817.pdf>
19. Semyonov E.V. // IEEE Trans. on Circuits and Systems II: Express Briefs. 2021. V. 68. № 6. P. 2192.
<https://doi.org/10.1109/TCSII.2020.3048819>
20. Семенов Э.В., Поздняков В.С., Полторыхин К.М., Березин А.А. // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2023. Т. 26. № 3. С 7.
21. Теоретические основы радиолокации / Под. ред. В.Е. Дудлевича. М.: Сов. радио, 1964.
22. Михеев Ф.А., Гошин Г.Г., Фатеев А.В., Ройтман М.С. // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2011. № 2. Ч. 1. С. 219.
23. Назаров М.А., Семенов Э.В. // Матер. 32 Междун. науч.-тех. конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь, Россия, 11–17 сентября 2022. С. 219.

УДК 621.039.63

УСТРОЙСТВО ВВОДА СВЧ-МОЩНОСТИ В РАЗРЯДНУЮ КАМЕРУ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

© 2024 г. В. Н. Тихонов^а, С. А. Горбатов^{а, *}, И.А. Иванов^а, А.В. Тихонов^а

^аВсероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 249032, Обнинск, Калужская обл., Киевское шоссе, 1, к. 1

*e-mail: gorbatovsa004@gmail.com

Поступила в редакцию 7.12.2023 г.

После доработки 19.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

Описана система ввода сверхвысокочастотной (СВЧ) мощности в вакуумную камеру токамака для предыонизации находящейся там газовой среды с целью облегчения последующего разряда в ней. Рассмотрены три основные проблемы, возникающие при этом, предложен путь их решения. Построена расчетная модель электромагнитной структуры, включая преобразователь типов колебаний, диэлектрический трансформатор и узел гальванической развязки, проведена оптимизация всех геометрических параметров. Устройство реализовано “в металле”, вся волноводная система выполнена из немагнитной нержавеющей стали. Описанное устройство ввода СВЧ-мощности в настоящее время используется на учебно-демонстрационном токамаке МИФИ.

DOI: 10.31857/S0032816224040144 EDN: NYFUWW

1. ВВЕДЕНИЕ

Предыонизация используется в качестве обязательной части сценария разряда в вакуумной камере токамаков, сооружаемых и действующих во многих странах мира в ходе широкой международной кооперации по созданию научно-технических основ термоядерной энергетики [1]. Применение сверхвысокочастотной (СВЧ) предыонизации на частоте электронно-циклотронного резонанса – простой и надежный способ решения вопроса. Проблема состоит в том, что, во-первых, вакуумное окно камеры имеет цилиндрическую форму, а выход СВЧ-генератора – прямоугольный волновод; во-вторых, диэлектрическая проницаемость вакуумного окна существенно больше единицы, к тому же металлические мембраны его крепления также представляют значительную неоднородность для распространения электромагнитной волны; в-третьих, питающий волноводный

тракт и разрядная камера токамака должны быть гальванически развязаны.

2. ПОСТРОЕНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

2.1. Материалы и методы

Построение расчетной модели, расчет электродинамических параметров, оптимизация конфигурации и геометрических размеров элементов волноводного тракта проводились с помощью программы Ansys High Frequency Structure Simulator (HFSS) [2].

2.2. Преобразователь типов колебаний

Выход СВЧ-генератора представляет собой одномодовый (H_{10}) прямоугольный волновод сечением 110×55 мм². Диаметр патрубка крепления вакуумного окна составляет

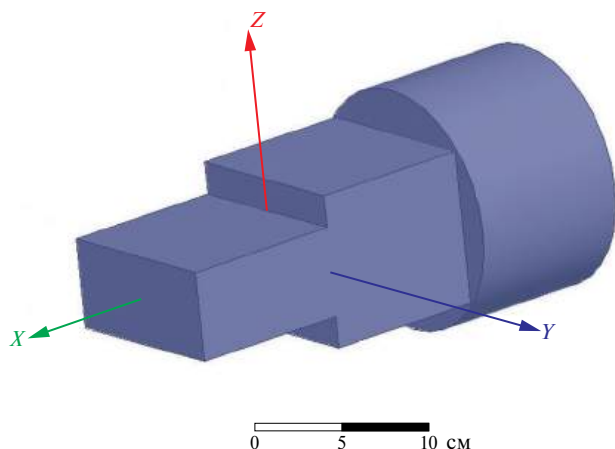


Рис. 1. Преобразователь типов колебаний.

155 мм, в нем может распространяться 5 мод электромагнитных колебаний на частоте 2.45 ГГц. Между ними был размещен согласующий трансформатор/преобразователь в виде отрезка прямоугольного волновода с увеличенным размером по узкой стенке (рис. 1).

В результате проведенной оптимизации размеров трансформатора получены следующие значения: длина “ступеньки” – 100 мм, высота волновода – 94 мм. Расчетные параметры согласования такого преобразователя приведены на рис. 2.

2.3. Согласование тракта с вакуумным окном

Вакуумное окно выполняется, как правило, из радиопрозрачного материала с высокой диэлектрической проницаемостью. Кроме того, металлическая мембрана крепления окна к фланцу представляет собой весьма существенную неоднородность для волновода, которая также вызывает значительные отражения волны. Для компенсации отражений был использован так называемый диэлектрический трансформатор, выполненный из фторопласта (рис. 3).

Толщина трансформатора (18.6 мм) и его расположение относительно окна (11 мм

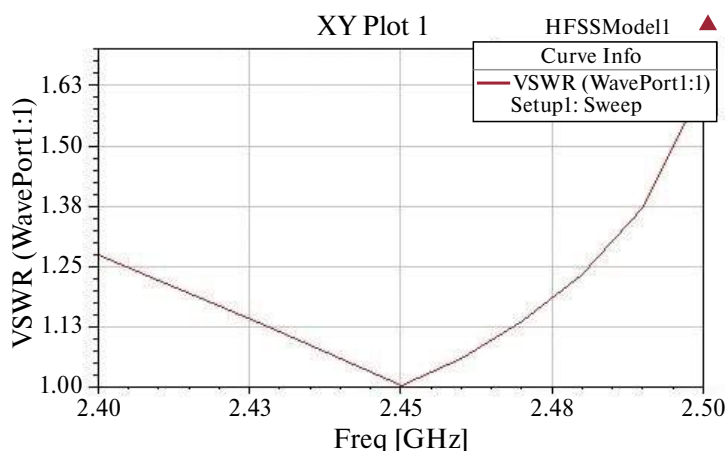


Рис. 2. Частотная характеристика коэффициента стоячей волны (КСВ) преобразователя типов колебаний.

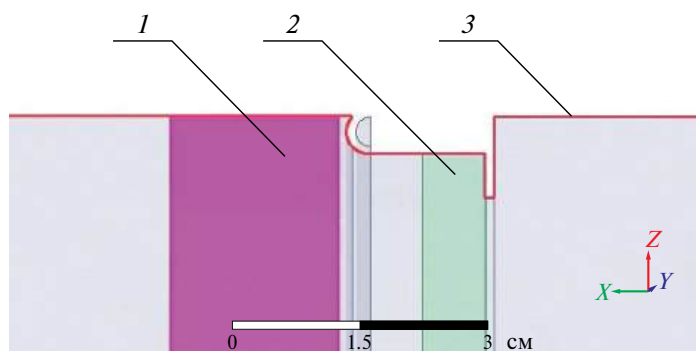


Рис. 3. Часть сечения электромагнитной модели трансформатора (1) для “просветления” вакуумного окна (2), линия протекания поверхностных токов (3).

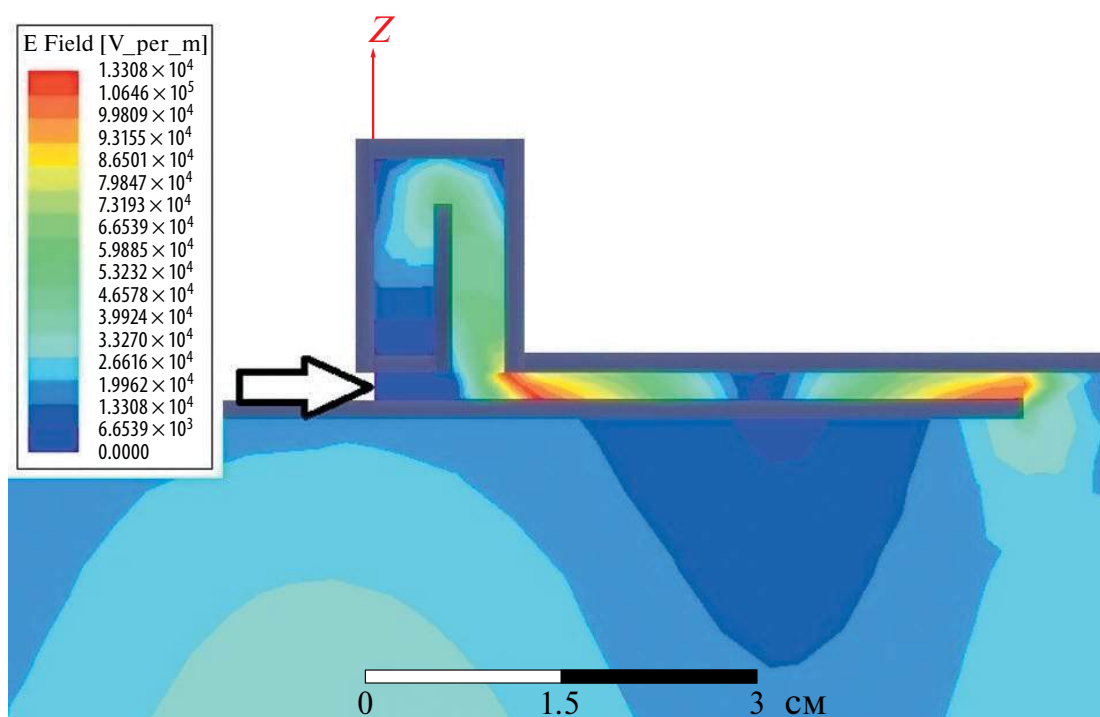


Рис. 4. Дроссельное сочленение. Область гальванической развязки отмечена стрелкой.

от поверхности стекла) были выбраны в результате двухпараметрической оптимизации. Расчетный КСВ волноводного тракта в этом месте составил порядка 1.2–1.25.

2.4. Гальваническая развязка

Поскольку вакуумная камера должна находиться под “плавающим” потенциалом или же быть соединена с “диагностической землей”, а магнетрон вместе с питающим волноводом — с “силовой землей”, между ними должна быть предусмотрена гальваническая развязка. Для подавления СВЧ-излучения во внешнюю среду было продумано так называемое дроссельное сочленение в месте гальванического разрыва волноводного тракта. Поскольку это сочленение выполнено в цилиндрической части тракта, появилась возможность сделать его подвижным, что позволяет подстраивать длину волновода от магнетрона до камеры и поворачивать плоскость поляризации бегущей волны для улучшения согласования СВЧ-генератора с нагрузкой. На рис. 4 представлена часть продольного сечения расчетной модели дроссельного сочленения с распределением амплитуды электрической составляющей электромагнитного поля в волноводе. Внутренний диаметр дроссельной

канавки — 94 мм, наружный диаметр запирающего кольца — 91 мм, продольные размеры дросселя не столь критичны, они могут быть выбраны из конструктивных соображений.

Как видно на рис. 4, в области разрыва проводящей поверхности (это место отмечено стрелкой) амплитуда поля близка к нулю. Модельный расчет внешних полей показывает, что при прохождении по волноводному тракту электромагнитной волны мощностью 3 кВт излучение во внешнюю среду не должно превышать 1.5 Вт.

3. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ПРОЕКТА

3.1. Общая схема устройства ввода мощности

На рис. 5 представлена общая схема устройства ввода СВЧ-мощности.

Выход СВЧ-генератора 1 (см. рис. 5) через дистанцирующий волновод 2 подключен к преобразователю мод 3. Выходная часть преобразователя 3 имеет форму цилиндра, на поверхности которого размещен изолирующий слой диэлектрика 4 (фторопласт), обеспечивающий гальваническую развязку с патрубком 5, на входном торце которого имеется дроссельное сочленение,

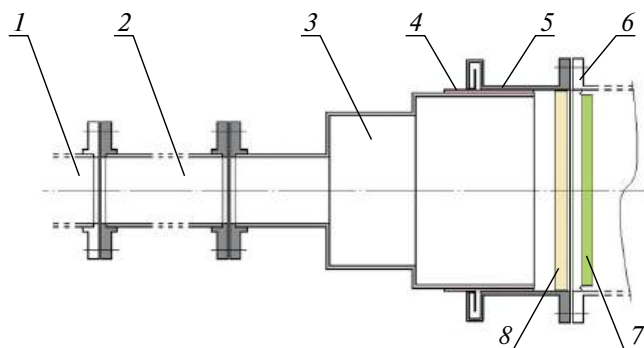


Рис. 5. Общая схема устройства ввода СВЧ-мощности.



Рис. 6. Волноводная система устройства ввода СВЧ-мощности.

препятствующее излучению СВЧ-энергии во внешнюю среду. Патрубок 5 крепится фланцевым соединением к диагностическому входу разрядной камеры 6. Для согласования неоднородности тракта, возникающей из-за вакуумного окна 7, в патрубке 5 размещен диэлектрический трансформатор 8.

3.2. Реализация устройства ввода «в металле»

Вся волноводная система устройства ввода СВЧ-мощности (рис. 6) выполнена из немагнитной нержавеющей стали.

Хотя нержавеющая сталь имеет меньшую проводимость, чем медь и алюминий, вносимые потери в данном случае не принципиальны, поскольку длительность единичных СВЧ-импульсов составляет всего несколько секунд, так что элементы волновода не успевают заметно нагреться, а запаса мощности СВЧ-генератора вполне хватает на компенсацию омических потерь.

3.3. Подключение к установке

Описанное устройство ввода СВЧ-мощности в настоящее время используется для осуществ-

ления предыонизации на учебно-демонстрационном токамаке МИФИ – МЕРPhIST-0 [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, все поставленные задачи выполнены, устройство ввода СВЧ-мощности в разрядную камеру токамака функционирует в штатном режиме. В дополнение к описанному устройству ввода мощности разработан, изготовлен и проходит настройку блок измерения уровня падающей и отраженной СВЧ-мощности в комплекте с калибровочной нагрузкой для волноводного тракта сечением $110 \times 55 \text{ мм}^2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дегтерев А.Х. // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Международные отношения. 2019. Т. 19. № 3. С. 480. <https://doi.org/10.22363/2313-0660-2019-19-3-480-489>
2. High Frequency Structure Simulator – user's guide. <http://anlase.umd.edu/HFSSv10UserGuide.pdf>
3. Alieva A., Prishvitsyn A., Efimov N., Krat S., Isakova A., Kaziev A., Vorobyov G., Kurnaev V. // Physics of Atomic Nuclei. 2023. V. 85. P. 2082. <https://doi.org/10.1134/S1063778822090022>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 533.9.082

РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ
В МАГНИТНОМ СОПЛЕ МАКЕТА БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО
ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ© 2024 г. Е. Ю. Брагин^а, *, Е. А. Бунин^а, С. С. Гусев^а, В. А. Жильцов^а,
М. Н. Казеев^а, Д. В. Камин^а, В. Ф. Козлов^а, С. В. Коробцев^а,
И. А. Костриченко^а, Д. С. Кутузов^а, А. В. Спицын^а, А. Е. Сухов^а,
Д. О. Шуровский^а, С. В. Янченков^а^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*e-mail: bragin_ey@nrcki.ru

Поступила в редакцию 30.11.2023 г.

После доработки 15.05.2024 г.

Принята к публикации 13.06.2024 г.

Предлагается подход к созданию диагностического комплекса для исследования основных плазменных процессов (ускорение и срыв плазменного потока с силовых линий магнитного поля) в магнитном сопле безэлектродного плазменного ракетного двигателя. Описывается диагностический комплекс стенда ПН-3, макета безэлектродного плазменного ракетного двигателя, при создании которого был реализован данный подход.

DOI: 10.31857/S0032816224040158 EDN: NYEFDD

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время особую актуальность приобрела задача поиска альтернативы химическим ракетным двигателям для межпланетных перелетов в связи с малым удельным импульсом последних. Таким двигателем может стать безэлектродный плазменный ракетный двигатель (БПРД) мощностью от сотен киловатт до десятков мегаватт с ядерным реактором в качестве источника энергии [1].

Рабочий газ, двигаясь в БПРД, принципиально проходит через три ступени двигателя: геликонный источник плазмы (ГИП), блок ионно-го циклотрон-резонансного нагрева (ИЦРН) и магнитное сопло (МС). В ГИП происходит ионизация рабочего газа и формируется истекающий плазменный поток. В блоке ИЦРН происходит нагрев ионов плазменного потока до температуры в сотни электронвольт. В МС

происходит формирование истекающей реактивной струи, а также вырабатываются создаваемые двигателем тяга и удельный импульс. Все три блока связаны между собой единой конфигурацией магнитного поля, которое не только обеспечивает термоизоляцию плазменного потока от стенок двигателя, но и принимает непосредственное участие в плазменных процессах, протекающих во всех трех ступенях двигателя.

Основными характеристиками любого ракетного двигателя являются создаваемые им тяга F_t и удельный импульс I_c :

$$F_t = G\bar{v}\eta_{\text{рт}} \cos \bar{\alpha}, \quad (1)$$

$$I_c = \frac{1}{g} \bar{v}\eta_{\text{рт}} \cos \bar{\alpha}, \quad (2)$$

где G — массовый расход рабочего тела, $\bar{v}$ и $\bar{\alpha}$ — средняя скорость и угол движения частиц рабочего тела, $\eta_{\text{рт}}$ — коэффициент использования

рабочего тела, g — ускорение свободного падения. Таким образом, тяга и удельный импульс, создаваемые БПРД, зависят от скорости, до которой будут ускорены ионы истекающего плазменного потока, доли рабочего газа, ставшей частью истекающего плазменного потока, и угла, под которым они сорвутся с силовых линий магнитного поля.

Стоит задача исследования плазменных процессов, протекающих в МС БПРД, с целью их оптимизации, направленной на увеличение эффективности ускорения ионов плазменного потока и уменьшение угла их срыва с силовых линий магнитного поля. Эти процессы сильно отличаются от процессов, протекающих в традиционных электрических ракетных двигателях (стационарном плазменном и ионном двигателях), а значит для их исследования требуется разработать специализированный диагностический комплекс, достаточный для проведения всесторонних исследований плазменных процессов в МС БПРД.

В данной статье описывается диагностический комплекс стенда ПН-3, предлагаемый в качестве типового для исследования плазменных процессов в МС БПРД.

2. БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ РАКЕТНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ

Принципиальная схема БПРД приведена на рис. 1.

Основой БПРД служит газоразрядная камера (ГРК), изготовленная из вакуум-плотного радиопрозрачного материала (кварц, алунд

и т.д.). ГРК соосно помещена в магнитную систему. Поверх камеры размещены ВЧ-антенны (геликонная и ИЦР). С торца ГРК подается рабочий газ, который благодаря градиенту давления движется вдоль камеры и попадает в ГИП. ВЧ-антенной внутри ГРК возбуждаются геликонные волны, которые, поглощаясь электронами, нагревают их (вплоть до десятков эВ). Нагретые электроны, будучи замагниченными, двигаются вдоль силовых линий магнитного поля, находясь в потенциальной яме, образованной положительным потенциалом внутри источника плазмы относительно нулевого потенциала на бесконечности; затем электроны сталкиваются с атомами рабочего газа и ионизуют их, выбивая новые электроны. Имеет место лавинообразная ионизация, приводящая к образованию плазмы плотностью до 10^{14} см^{-3} [2].

Образовавшийся плазменный поток истекает из ГИП вдоль силовых линий магнитного поля со скоростью ионного звука и попадает в блок ИЦРН. Здесь через ИЦР-антенну внутрь ГРК вновь вводятся ВЧ-волны, которые на этот раз поглощаются ионами при выполнении условия ионного циклотронного резонанса (ИЦР):

$$\omega = \omega_{ic} = \frac{qB}{M}, \quad (3)$$

где ω — частота вводимой ВЧ-волны, ω_{ic} — частота ионного циклотронного вращения, q и M — заряд и масса ионов, B — величина индукции магнитного поля. Поскольку поглощенная ВЧ-энергия вкладывается в циклотронное вращение ионов, это не приводит к продольному

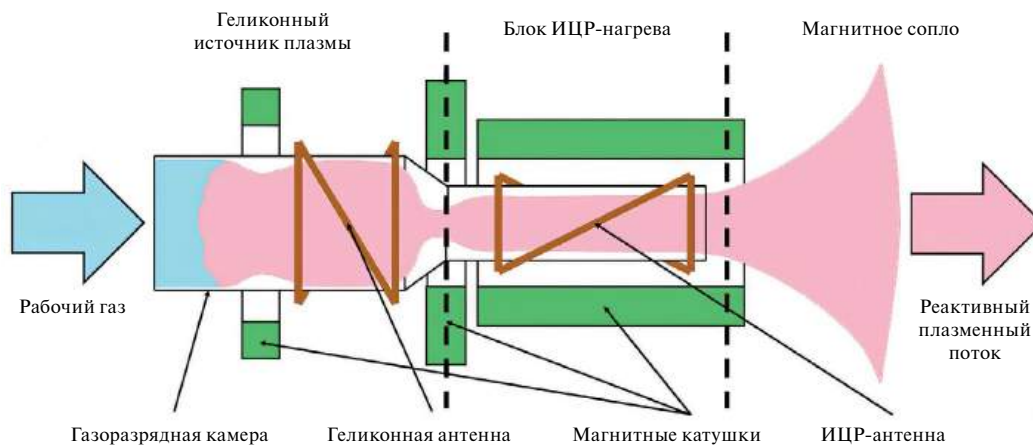


Рис. 1. Принципиальная схема классического БПРД.

ускорению плазменного потока, и он продолжает свое движение со скоростью ионного звука.

Покидая блок ИЦРН, плазменный поток попадает в МС, представляющее собой естественную конфигурацию магнитного поля, возникающую при удалении от магнитных катушек. Именно в магнитном сопле происходит продольное ускорение плазменного потока, а также его срыв с силовых линий магнитного поля, тем самым происходит создание тяги и удельного импульса.

Все три блока объединены между собой единой конфигурацией магнитного поля, которая не только обеспечивает термоизоляцию плазменного потока от ГРК за счет замагниченности ионов и электронов, но также является необходимым условием для поглощения ВЧ-волн электронами и ионами, ускорения ионов, а также формирует магнитное сопло.

3. МАГНИТНОЕ СОПЛО

Интерес представляют протекающие в МС процессы ускорения и срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля. Ускорение плазменного потока в МС БПРД в основном идет за счет двух механизмов: диамагнитного выталкивания и потенциального ускорения.

Как известно, плазма является диамагнетиком, а значит ее частицы будут выталкиваться, ускоряться в направлении уменьшения магнитного поля. Это будет приводить к увеличению радиуса и уменьшению скорости их циклотронного вращения. Уменьшение скорости будет происходить так, чтобы выполнялся закон первого магнитного инварианта:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const}, \quad (4)$$

где $E_{\perp}$ — энергия поперечного вращения частиц плазмы, B — величина индукции магнитного поля. Уменьшение энергии вращательного движения частиц плазмы, благодаря закону сохранения энергии, приводит к увеличению энергии их направленного движения.

Таким образом, ионы плазменного потока при диамагнитном выталкивании ускоряются за счет преобразования энергии их вращательного движения, которую в них вложили в блоке ИЦРН, в энергию их продольного движения. При этом коэффициент преобразования

поперечной энергии в продольную в соответствии с формулой (4) обратно пропорционален B , т.е. для того, чтобы произошло преобразование 99% вращательной энергии, магнитное поле должно ослабнуть в 100 раз.

Однако некоторые теоретические расчеты [3] показывают, что в блоке ИЦРН только часть энергии вкладывается в ионы, а вторая же часть вкладывается в электроны. В этом случае ускорение ионов плазменного потока идет за счет второго механизма — потенциального. Поскольку электроны на несколько порядков легче ионов, скорость их движения будет существенно превышать скорость ионов, а значит, они будут покидать плазму быстрее ионов. В итоге, в плазме будет накапливаться положительный заряд, а значит, плазма будет приобретать положительный потенциал. Ионы, скатываясь с этой потенциальной горки, будут ускоряться, а электроны, взбираясь на нее, будут замедляться. Этот потенциал будет расти до тех пор, пока скорость уходящих из плазмы ионов и электронов не сравняется.

Таким образом, вдоль движения плазменного потока формируется распределение плазменного потенциала, у которого наблюдаются максимум в блоке ИЦРН и равное нулю значение на бесконечности (стенке экспериментальной камеры). В зависимости от условий спад потенциала (ускорение ионов) может быть как быстрым (при образовании так называемого двойного слоя [4]), т.е. происходящим на расстояниях, измеряемых в единицах радиусов Дебая, так и медленным [5], т.е. происходящим на расстояниях, равных тысячам радиусов Дебая.

Подытоживая сказанное выше, можно сделать вывод о том, что для экспериментального исследования ускорения плазменного потока в МС следует:

- определить, какая доля вводимой ВЧ-мощности вкладывается в ионы, а какая — в электроны;
- отслеживать динамику ускорения ионов вдоль МС (в том числе и пространственное распределение плазменного потенциала);
- измерять конечную скорость (энергию продольного движения), которой достигнут ионы, ускорившись в МС.

Вторым важным процессом, протекающим в МС, является срыв плазменного потока

с силовых линий магнитного поля. Как известно, все силовые линии замкнуты. Таким образом, плазменный поток, вытекая из БПРД и двигаясь вдоль силовых линий, в какой-то момент времени должен развернуться в обратном направлении, а значит, ни тяги, ни удельного импульса вырабатываться не должно. Однако в реальности этого не происходит. Ионы плазменного потока срываются с изогнутых силовых линий магнитного поля и продолжают свое движение по прямолинейной траектории, образуя реактивную струю. Чем быстрее произойдет этот срыв, тем меньше успеют разойтись силовые линии, тем меньше будет угол срыва плазменного потока, а значит, тем большая часть энергии ионов внесет свой вклад в создание тяги и удельного импульса.

Существует несколько теорий, описывающих механизм срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля [6], но их рассмотрение выходит за рамки данной статьи. Однако вне зависимости от причин срыва следует определить, что конкретно следует считать срывом плазменного потока с силовых линий магнитного поля и какие параметры срыва нам следует исследовать.

Будем считать, что происходит срыв плазменного потока с силовой линии магнитного поля, вдоль которой он начал свое движение, если траектория движения потока перестает совпадать с ней в том ее состоянии, в котором она находилась до появления плазменного потока. Точку пространства, в которой появляется это расхождение, назовем локальной точкой срыва, а совокупность локальных точек срыва со всех

силовых линий МС назовем поверхностью срыва. Таким образом, построив двумерную карту расширяющегося в МС плазменного потока и сравнив ее с рассчитанной или измеренной картиной силовых линий МС, можно найти поверхность срыва истекающего плазменного потока.

Сорвавшись с силовой линии, ионы плазменного потока продолжают свое движение по прямолинейной траектории с постоянным углом к оси МС, величина которого равна величине угла наклона касательной к силовой линии в точке срыва. Таким образом, отойдя на расстояние, гарантирующее, что срыв плазменного потока уже состоялся, и измерив угол движения ионов в конкретной точке пространства, мы получим локальный угол срыва ионов. Получив радиальное распределение этой величины и найдя ее среднеинтегральное значение по всем ионам потока, мы получим угол срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля. При этом, чем дальше силовая линия находится от оси МС, тем больше у нее кривизна, следовательно, под большим углом при прочих равных произойдет срыв, но благодаря колоколообразному радиальному профилю плотности плазмы меньшее число частиц движется вдоль нее.

Подытоживая все сказанное выше, с точки зрения изучения протекающих плазменных процессов, всю область исследования в МС можно разделить на 3 области, схематично изображенные на рис. 2.

Область I находится непосредственно за ИЦР-антенной. Основная цель исследований в этой области заключается в определении входных параметров плазменного потока (степени ионизации и радиальных распределений основных плазменных параметров), его полного энергосодержания, а также в определении долей энергии, вложенных в ионы и в электроны.

Область II представляет собой всю протяженность МС. В этой области измеряются локальные параметры истекающего потока (величина плазменного потока, плотность и электронная температура плазмы, плазменный потенциал, функция распределения ионов по энергиям и другие) и составляются двумерные (а лучше трехмерные) карты этих параметров, на основании которых определяются поверхность срыва и сценарий ускорения ионов, исследуются

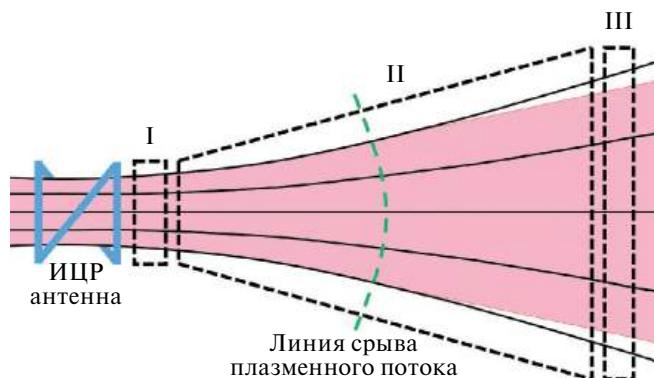


Рис. 2. Области исследования плазменных процессов, протекающих в магнитном сопле.

другие протекающие в плазме процессы, например газовые.

Область III находится на достаточном удалении от горловины сопла, гарантирующем срыв. Здесь измеряются угол срыва плазменного потока, итоговая функции распределения ионов по энергиям, создаваемая двигателем тяга, определяется компонентный состав ионов плазмы и прочее.

4. СТЕНД ПН-3 КАК МАКЕТ БПРД

Описанный далее диагностический комплекс создан на стенде ПН-3. Стенд ПН-3 является макетом БПРД и имеет все три присущие БПРД блока: ГИП, блок ИЦРН и МС. Основой стенда является ГРК, выполненная из кварцевой трубы внутренним диаметром 60 мм и длиной 1500 мм. На трубе размещены ВЧ-антенны, а сама труба помещена во внешнее магнитное поле, создаваемое магнитными катушками.

На торце ГРК располагается газовый объем, через который в ГРК поступает рабочий газ (H_2 , Ar, Ne или другие). Рабочий газ, двигаясь вдоль ГРК, попадает в ГИП, где происходит его ионизация ВЧ-методом. ВЧ-энергия вводится в ГРК от ВЧ-генератора с частотой 10 МГц и мощностью до 20 кВт при помощи полуволновой винтовой антенны. Дальше по ГРК движется уже плазменный поток.

Далее плазменный поток попадает в блок ИЦРН, где в газоразрядную камеру дополнительно вводится до 10 кВт ВЧ-мощности на частоте 1.8 МГц. Даная частота является резонансной для циклотронного вращения ионов водорода при магнитном поле 1115 Гс, которое обеспечивается магнитной системой стенда ПН-3 в области ИЦР-антенны. Таким образом, на стенде ПН-3 можно осуществлять ИЦР-нагрев только ионов водорода, но дополнительный вклад энергии в электронную компоненту плазмы для исследования потенциального механизма ускорения можно осуществлять при любом рабочем газе.

Далее плазменный поток покидает ГРК и попадает в вакуумную камеру, служащую для имитации вакуумных условий космического пространства. В ней располагается большая часть МС; вакуумная откачка рабочего газа из камеры осуществляется мощным криогенным насосом. Камера представляет собой цилиндрический

объем с внутренним диаметром 1.2 м и длиной 4 м. На входе в МС на торце ГРК располагается диагностический объем, предназначенный для установки различных плазменных диагностических устройств для исследования параметров плазменного потока на входе в МС.

Магнитная система стенда состоит из 8 магнитных катушек с независимым питанием: 4 катушки расположены в зоне ГРК, они служат для создания конфигурации магнитного поля в ГИП и блоке ИЦРН, другие 4 катушки расположены в вакуумной камере, они служат для профилирования МС. Все это позволяет менять профиль и величину магнитного поля на стенде в очень широком диапазоне.

На рис. 3 приведена принципиальная схема стенда ПН-3:

Режим работы на стенде импульсный при непрерывных вакуумной откачке и напуске рабочего газа. Стандартная продолжительность импульса 3 с со скважностью 10.

5. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС СТЕНДА ПН-3

В соответствии с описанными выше областями исследования диагностический комплекс стенда ПН-3 также можно разделить на 3 независимые части, в каждой из которых используется свой набор плазменных диагностических устройств, предназначенных для проведения требуемых исследований.

5.1. Горловина магнитного сопла (область исследования I)

В горловине магнитного сопла требуется получать радиальные распределения плотности и электронной температуры плазмы, измерять степень ионизации плазменного потока, отслеживать изменение его полного энергосодержания, а также определять, в какую именно компоненту плазменного потока вкладывается энергия.

Область исследования I на стенде ПН-3 расположена в так называемом диагностическом объеме. Его расположение показано на рис. 3. В этой области упор сделан на бесконтактный метод диагностики, так как любое возмущение плазмы отразится на всем плазменном потоке вниз по течению. Здесь установлено 5 независимых устройств для диагностики плазмы. Такая

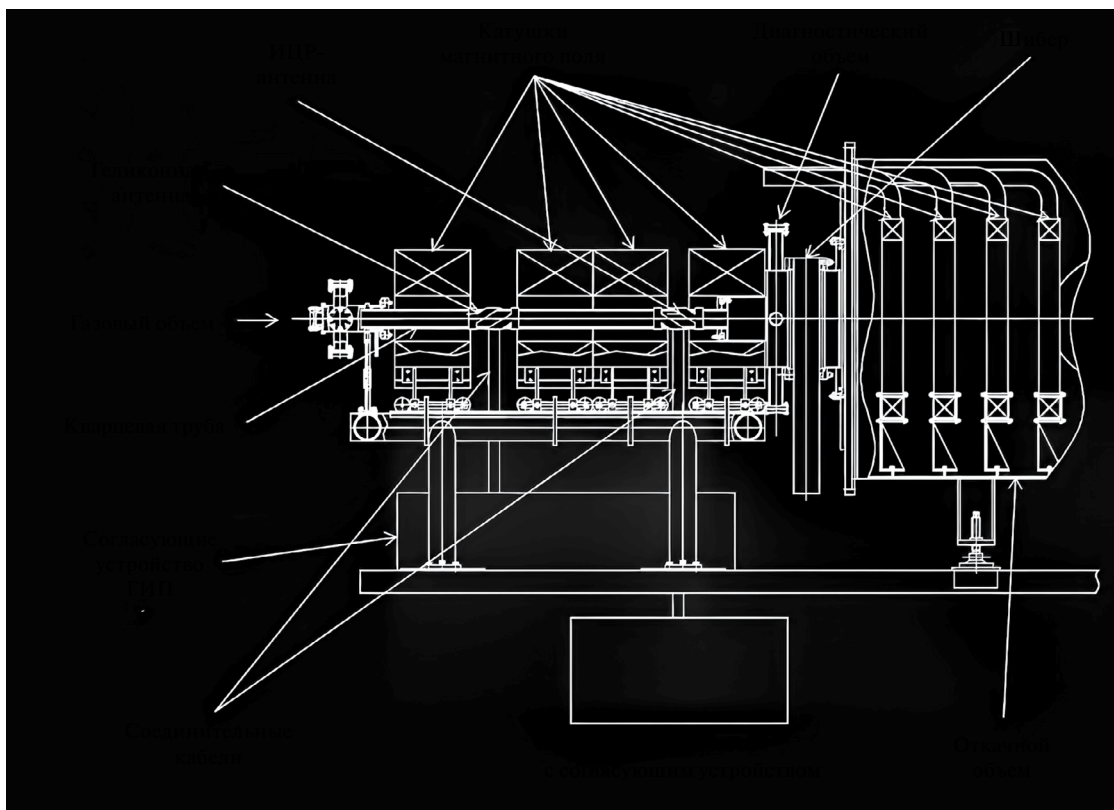


Рис. 3. Принципиальная схема стенда ПН-3.

концентрация диагностических устройств в одном сечении плазменного потока позволяет проводить измерения одних и тех же плазменных параметров несколькими способами и проводить их взаимную верификацию.

Принципиальная схема установки диагностических устройств для измерения параметров плазмы в диагностическом объеме стенда ПН-3 приведена на рис. 4.

Рассмотрим принцип действия каждого из описанных методов диагностики.

5.1.1. Лазерно-индуцированная флуоресценция (ЛИФ) является методом активной оптической диагностики, ее принцип действия основан на применении монохроматического излучения лазеров с целью стимулирования квантовых переходов между вполне определенными уровнями [7]. Методика ЛИФ позволяет проводить измерение концентрации и температуры различных частиц плазмы (атомов и ионов) с высокими спектральным, пространственным и временным разрешениями. Разделение объектов происходит за счет возбуждения различных переходов в атомах и ионах. Использование перестраиваемых по длинам волн лазеров с узкой

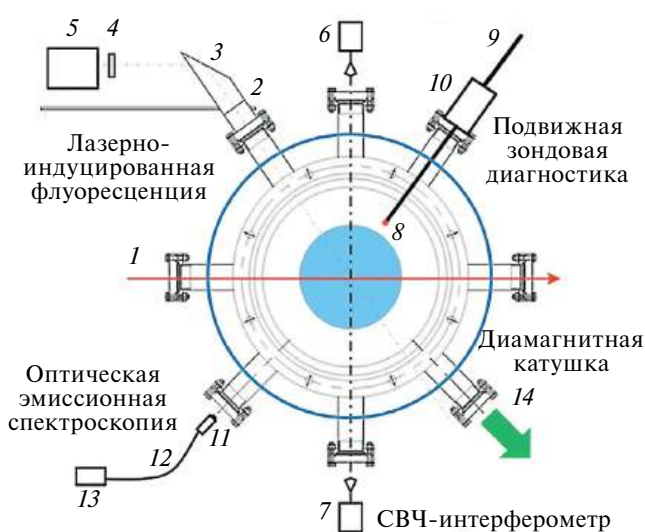


Рис. 4. Схема расположения диагностических устройств для измерения параметров плазмы в диагностическом объеме стенда ПН-3: 1 – вводимый лазерный луч, 2 – линза, 3 – зеркало, 4 – оптический фильтр, 5 – ФЭУ, 6 – приемник интерферометра, 7 – передатчик интерферометра, 8 – устройство для зондовой диагностики, 9 – подвижная штанга с МП, 10 – уплотняющее устройство с дифференциальной откачкой, 11 – коллиматор, 12 – оптический кабель, 13 – спектрометр или монохроматор, 14 – вакуумная откачка и вакууметрия.

линией лазера позволяет селективно возбуждать строго определенные переходы, тем самым обеспечивая взаимодействия исключительно с выбранными для диагностики объектами (атомами и ионами). В работах на стенде ПН-3 активно использовалась, к примеру, следующая схема для ионов аргона (ArII) (рис. 5): накачка флуоресцентного излучения осуществлялась из метастабильного состояния $3d^2G_{9/2}$ при помощи лазерной линии $\lambda_{\text{laser}} = 611.5$ нм, при этом сигнал флуоресценции регистрировался на линии $\lambda_{\text{flu}} = 460.9$ нм (переход $4p^2F_{7/2} \rightarrow 4s^2D_{5/2}$). Для интерпретации флуоресцентного сигнала использовалась столкновительно-излучательная модель, подобная приведенным в работах [8, 9]. С помощью ЛИФ можно измерять распределение концентрации атомов и ионов плазмы вдоль лазерного луча.

Измерительный прибор на основе ЛИФ принципиально состоит из перестраиваемого лазера, создающего лазерный луч (позиция 1 на рис. 4), а также системы регистрации флуоресцентного излучения, состоящей из оптического тракта (позиции 2, 3 на рис. 4), оптического фильтра, выделяющего из всего спектра только флуоресцентное излучение, и ФЭУ (позиции 4, 5 на рис. 4).

С помощью ЛИФ в первой области исследования магнитного сопла можно изучать радиальные распределения концентрации атомов и ионов рабочего газа, а также следить за изменением этого распределения во время излучения импульса.

5.1.2. СВЧ-интерферометр. СВЧ-интерферометрия основана на приобретении электромагнитной волной дополнительного сдвига фазы при ее прохождении через плазменную мишень за счет изменения скорости распространения волны в плотной плазме [10]. Анализируя сдвиг фазы, можно определить линейную плотность плазменной мишени (интеграл локальной плотности плазмы по траектории движения электромагнитной волны), а анализируя изменение сдвига фаз во времени, можно определить изменение линейной плотности (или средней плотности по длине измеряемой хорды) плазменного потока на протяжении импульса.

Интерферометр принципиально состоит из синтезатора сигналов, передатчика и приемника (позиции 6, 7 на рис. 4). Синтезатор генерирует сигналы S_1 и S_2 с частотами $f_1 = 7.296$ ГГц

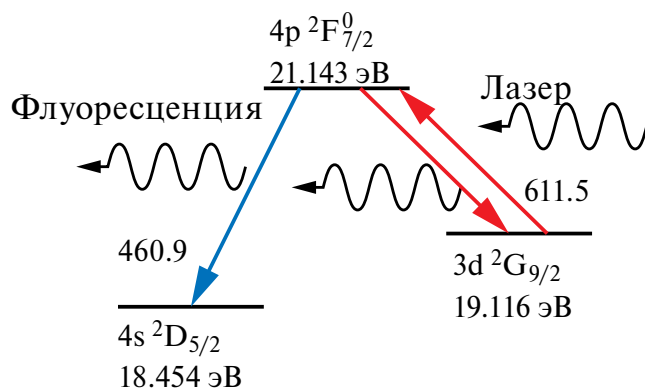


Рис. 5. Спектральная схема измерения ЛИФ для ионов аргона (ArII).

и $f_2 = 7.290$ ГГц. Сигнал S_1 направляется в передатчик, где после увеличения его частоты в 13 раз он излучается СВЧ-антенной в плазму, после которой приобретает сдвиг фаз и попадает в приемник. Сигнал S_2 напрямую попадает в приемник, где его частота также увеличивается в 13 раз. В приемнике расположен смеситель, в котором оба сигнала, S_1 и S_2 , сравниваются между собой. В результате этого сравнения генерируется сигнал S_3 на частоте $f_3 = 78$ ГГц, несущий информацию о приобретенном сдвиге фаз. Сигнал S_3 возвращается в синтезатор, где его частота понижается до 200 кГц, после чего сигнал отправляется на регистрацию на АЦП. Сдвиг фазы вычисляется в процессе постобработки данного сигнала.

Также в некоторых работах [11] при помощи СВЧ-интерферометрии оценивается изменение продольной скорости плазменного потока в данном сечении при вводе дополнительной мощности в блоке ИЦРН за счет изменения плотности плазмы при выполнении условия неразрывности плазменного потока

$$nv_{\parallel} = \text{const}, \quad (5)$$

5.1.3. Зондовые диагностические устройства. Если в плазму поместить проводящий объект (одиночный зонд Ленгмюра) и подать на него потенциал, то вокруг зонда образуется так называемый плазменный призондовый слой. Изменяя подаваемый потенциал и измеряя текущий через зонд (призондовый слой) ток, мы получим вольт-амперную характеристику (ВАХ) слоя. Из анализа ВАХ можно получить локальные значения таких основных параметров плазмы, как электронная температура, плотность плазмы, плазменный и плавающий потенциалы [12].

Если в плазму поместить два зонда сопоставимой площади, создав между ними разницу потенциалов, то мы получим двойной зонд Ленгмюра. Изменяя разницу потенциала между зондами и измеряя при этом текущий между ними ток, мы получаем ВАХ двойного зонда, из анализа которой можно получить электронную температуру и плотность плазмы [12].

Двойной зонд Ленгмюра сложнее в изготовлении, чем одиночный, однако он имеет большую устойчивость к синфазным наводкам и его проще использовать с точки зрения обработки экспериментальных данных. Принципиальные схемы измерения одиночным и двойным зондами Ленгмюра приведены на рис. 6.

Существует большое количество модификаций ленгмюровских зондов, каждая из которых оптимизирована под измерение определенных плазменных параметров. Также существуют специальные зонды, предназначенные для измерения таких плазменных параметров, как частота и интенсивность плазменных колебаний, число Маха и т.д.

Особое внимание следует уделить одной из модификаций так называемого ионного зонда (ion sensitive probe) [13]. Он представляет собой корпус, передняя стенка которого выполнена из мелкой сетки, внутрь него помещен коллектор. При измерении зонд располагается строго параллельно силовым линиям (принципиальную схему измерения см. на рис. 7). Тогда те электроны, которые теоретически могли бы попасть на коллектор, “гибнут” на корпусе. А ионы, ввиду того что их ларморовский радиус на несколько порядков больше электронного, способны пройти сквозь сетку и достигнуть коллектора. Это гарантирует то, что

на коллектор будет попадать чисто ионный поток. Подавая на зонд переменный положительный потенциал, мы создаем для ионов потенциальный барьер, аналогично тому, как это делается в сеточном анализаторе (см. ниже). Значит, измеряя при этом ток, текущий через коллектор, мы получим кривую запираания зонда, продифференцировав которую, мы найдем функцию распределения ионов по энергиям вращательного движения. Следует отметить, что коллектора достигнут только ионы, имеющие ларморовский радиус, превышающий расстояние от сетки до коллектора. Таким образом, существует минимальная вращательная энергия ионов, которую может зарегистрировать зонд. В реальных конструкциях зондов эта энергия обычно существенно ниже 1 эВ.

Перемещение зондовых диагностических устройств в диагностическом объеме осуществляется при помощи механического привода (МП), который приводит в движение штангу, на конце которой и установлены зонды (позиции 8 и 9 на рис. 4). Полный ход штанги составляет 300 мм. Малые размеры зондовых диагностических устройств позволяют одновременно размещать на штанге их несколько штук разных модификаций. Сохранение вакуума при движении штанги достигается за счет использования уплотняющего устройства с дифференциальной откачкой (позиция 10 на рис. 4). Скорость движения МП достигает 80 мм/с, что позволяет за один импульс снимать полное радиальное распределение. После проведения измерения диагностические устройства выводятся за границы плазменного потока.

При совместном использовании двойного ленгмюровского и ионного зондов можно

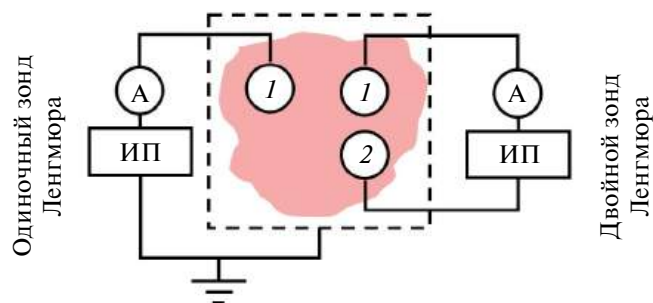


Рис. 6. Принципиальные схемы измерения одиночным и двойным зондами Ленгмюра.

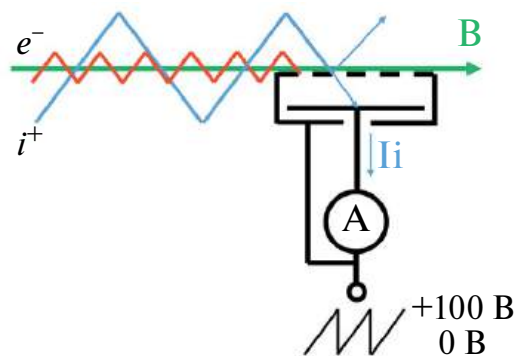


Рис. 7. Принципиальная схема измерения ионным зондом.

определять по изменению электронной температуры и функции распределения ионов по энергиям, в какую именно компоненту плазмы вкладывается в блоке ИЦРН ВЧ-мощность, а также построить радиальные распределения основных параметров плазменного потока (плотности и электронной температуры) в горловине МС.

5.1.4. Оптическая эмиссионная спектроскопия (ОЭС) является методом пассивной оптической диагностики, основанной на анализе эмиссионных спектров излучения плазмы [14]. С помощью ОЭС можно определить такие основные параметры плазмы, как ее состав, температуру всех ее компонент, степень ионизации, а также изменение этих параметров на протяжении импульса.

Измерительный прибор на основе ОЭС принципиально состоит из коллиматора, оптического кабеля (оптоволокну) и оптического прибора (спектрографа или монохроматора), подключенного к системе регистрации данных (позиции *11–13* на рис. 4).

При помощи ОЭС можно определять степень ионизации плазменного потока [15], а по повышению соответствующих температур – в какую именно компоненту плазмы (ионы или электроны) вкладывается энергия в блоке ИЦРН.

5.1.5. Диамагнитная катушка представляет собой многовитковую катушку, охватывающую плазменный поток. С ее помощью можно отслеживать изменение энергосодержания плазменного потока [16].

Изменение энергосодержания плазменного потока приводит к изменению проходящего через катушку магнитного потока, что, в свою очередь, приводит к возникновению в ней ЭДС самоиндукции:

$$\varepsilon_{si} \propto \frac{\partial}{\partial t} (n(T_{e\perp} + T_{i\perp})), \quad (6)$$

где n , $T_{e\perp}$ и $T_{i\perp}$ – усредненные по данному сечению плотность плазмы и поперечные температуры ее компонент.

При помощи диамагнитной катушки можно оценить, какое количество ВЧ-энергии было вложено в плазменный поток в ГИП и блоке ИЦРН.

5.2. Магнитное сопло (область исследования II)

На протяжении всего магнитного сопла требуется измерять такие локальные параметры истекающего потока, как величину плазменного потока, плотность и электронную температуру плазмы, плазменный потенциал, функцию распределения ионов по энергиям и другие. На основе этих измерений строятся двумерные карты, иллюстрирующие эволюцию этих параметров по мере истечения плазменного потока в магнитном сопле.

Проведение исследований в области II на стенде ПН-3 реализовано при помощи двух МП: продольного с полным ходом 1400 мм и поперечного (он установлен на конце стрелы продольного) с полным ходом 300 мм, установленных в откачном объеме (см. рис. 8).

Использование данных МП позволяет строить двумерные картины измеряемых плазменных параметров на протяжении всей интересующей нас области МС. В этой области упор следует сделать на малогабаритное диагностическое устройство, которое может быть размещено на МП. На рис. 9 приведена фотография диагностических устройств для измерения параметров плазмы второй и третьей областей исследования, а также МП в откачном объеме стенда ПН-3.

Остановимся на каждой из них поподробней.

5.2.1. Линейка одиночных зондов Ленгмюра. Если на проводящий предмет (одиночный зонд), помещенный в плазменный поток, подать большой отрицательный потенциал, то ток, текущий через него, будет пропорционален величине плазменного потока ($nvi_{\parallel}$). Массив таких зондов называется линейкой, этот массив позволяет снимать радиальное распределение за один импульс (если поставить линейку перпендикулярно оси установки).

Также зонды могут использоваться как классические зонды Ленгмюра, что позволит получать радиальное распределение таких основных параметров плазмы, как плотность, электронная температура плазмы, плазменные и плавающий потенциалы.

Поскольку диаметр плазменного потока существенно меняется при расширении в МС, вблизи горловины сопла плазма будет попадать

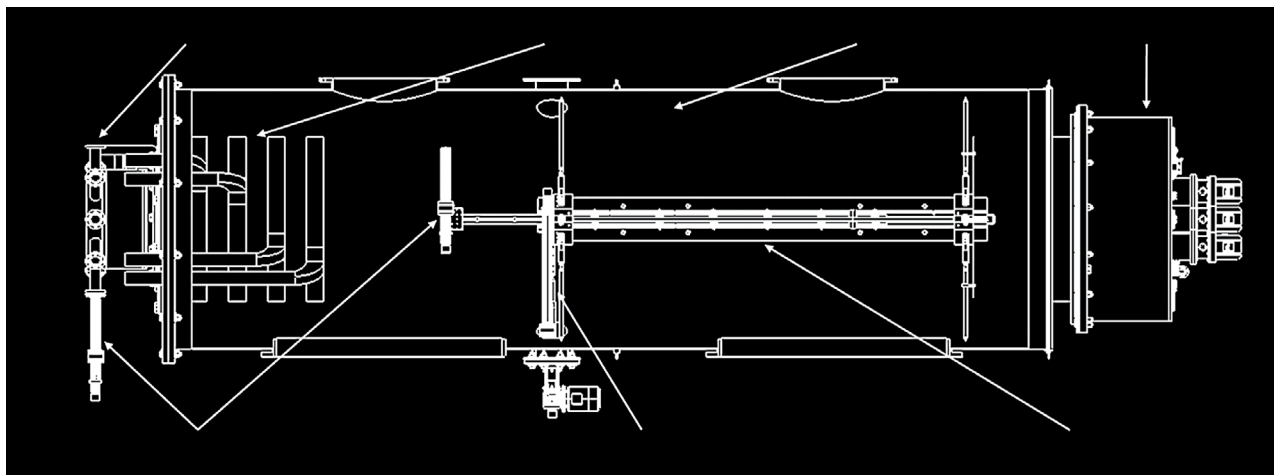


Рис. 8. Общая схема вакуумной камеры стенда ПН-3 и расположения механизированных приводов (вид сверху).



Рис. 9. Фотография диагностических устройств для измерения параметров плазмы и МП в откачном объеме стенда ПН-3 (вторая и третья область исследования).

не на все зонды, а лишь на часть из них. Значит, для повышения разрешения получаемого радиального распределения следует уменьшить шаг между зондами в приосевой области измерения, плавно увеличивая его при приближении к периферии (адаптивный шаг).

При помощи линейки одиночных зондов Ленгмюра, перемещаемой вдоль оси МС, можно получить двумерную карту величины плазменного потока, при сравнении которой с двумерной картой величины индукции магнитного поля можно определить линию срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля. Также можно получить двумерные карты основных плазменных характеристик и параметров колебаний плазмы, что позволит исследовать протекание многих плазменных процессов.

5.2.2. Сеточный анализатор — это один из видов энергетических анализаторов, в котором сепарация частиц по энергиям построена на принципе их способности преодоления потенциального барьера.

Классический сеточный анализатор принципиально состоит из четырех сеток, на которые подаются различные потенциалы. Первая сетка либо заземляется, либо остается под плавающим потенциалом. Она предназначена для физического разделения потенциала плазменного потока от потенциала, возникающего внутри анализатора. На вторую сетку подается запирающий отрицательный потенциал, препятствующий прохождению через нее электронов. На третью сетку подается переменный положительный потенциал, который и производит

сепарацию ионов по энергиям (сетку могут преодолеть только те ионы, энергия которых выше потенциала сетки). На четвертую сетку подается относительно небольшой отрицательный потенциал, служащий для предотвращения выбивания электронов из коллектора. Частицы, сумевшие преодолеть все сетки, попадают на коллектор. Зависимость тока, текущего через коллектор, от потенциала третьей (запирающей ионы) сетки называется кривой запираения анализатора. При ее дифференцировании получается функция распределения ионов по энергиям. Принципиальная схема сеточного анализатора приведена на рис. 10.

Основными преимуществами сеточного анализатора по сравнению с другими типами энергоанализаторов являются его компактность и нечувствительность к магнитным полям. Таким образом, если перемещать анализатор вдоль какой-либо силовой линии (например, вдоль оси стэнда), то можно проследить эволюцию функции распределения ионов по энергиям при их ускорении в МС.

5.2.3. Тягомер. Одна из основных характеристик любого ракетного двигателя — это создаваемая им тяга. Для непосредственного измерения тяги используют тягомеры. Ввиду больших массогабаритных размеров макетов БПРД наиболее целесообразно измерять локальную плотность тяги (тягу, создаваемую плазменным потоком с единичной площадью сечения), проинтегрировав которую по всей площади сечения плазменного потока, мы получим полную создаваемую тягу.

В качестве такого тягомера предлагается использовать модель, основанную на тензодатчике. К преимуществам такого тягомера можно отнести малые размеры, большую точность и универсальность метода измерения.

Такой тягомер принципиально состоит из мишени, прикрепленной посредством штанги к тензодатчику, жестко закрепленному на неподвижном корпусе. Площадь мишени (и длина штанги) выбираются, исходя из ожидаемой плотности тяги и чувствительности тензодатчика. 3D-модель одной из конструкций такого тягомера приведена на рис. 11.

Перемещение такого тягомера вдоль оси установки с обеспечением возможности получения радиального распределения плотности тяги в каждом сечении позволит не только измерить

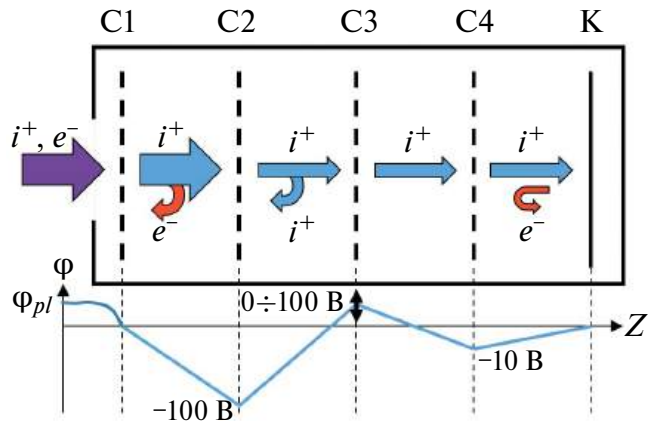


Рис. 10. Принципиальная схема сеточного анализатора.



Рис. 11. 3D-модель угломера с указанием основных элементов.

создаваемую макетом двигателя тягу, но и получить представление о том, как изменяется скорость потока (см. формулу (1)) по мере того, как происходит ускорение ионов в МС.

5.2.4. Другие возможные методы диагностики. Рассмотренные методы диагностики не способны охватить все разнообразие происходящих в МС плазменных процессов. В частности, это касается плазменных колебаний. Для их исследования применяются различные модификации

магнитных и электростатических зондов. Анализ двумерных карт частотно-амплитудных характеристик плазменных колебаний не только позволил бы пролить свет на развивающиеся в МС неустойчивости, но, возможно, дал бы нам дополнительную информацию о процессах ускорения и срыва плазменного потока.

В этой области можно применять и специальные зонды. Например, с помощью ионного зонда, описанного выше, можно отслеживать, как меняется функция распределения ионов по вращательным энергиям вдоль оси МС; с помощью зондов Маха можно отслеживать, как растет число Маха (отношение скорости плазменного потока к локальной скорости ионного звука) и т.д.

Также здесь можно использовать и оптические методы диагностики, описанные выше. Особый интерес представляет использование ЛИФ для измерения скорости плазменного потока [17, 18]. Скорость определяется по доплеровскому сдвигу, который “набегает”, когда плазменный поток движется навстречу (или в противоположном направлении) лазерному лучу. Если направить перестраиваемый по длине волны лазерный луч вдоль оси стенда и регистрировать индуцированную им флюоресценцию вдоль него, то можно отслеживать, как будет ускоряться плазменный поток при его распространении в МС.

5.3. За магнитным соплом (область исследования III)

За магнитным соплом, где гарантирован срыв плазменного потока с силовых линий магнитного поля, требуется измерять угол срыва плазменного потока, итоговую функцию распределения ионов по энергиям, создаваемую двигателем тягу, а также определять компонентный состав ионов плазмы.

В области исследования III можно располагать массивные, габаритные, контактные, чувствительные к воздействию магнитного поля измерительные приборы, а также методы диагностики, требующие гарантированного срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля.

Исследование в этой области МС на стенде ПН-3 реализовано за счет использования радиального МП с полным ходом 500 мм,

закрепленного на неподвижной части (станине) продольного МП (см. рис. 8, 9). Также массивные измерительные приборы, которые не требуют перемещения, ставятся прямо на дно откачного объема.

В этой области располагаются несколько диагностических устройств. Обсудим каждое из них в отдельности.

5.3.1. Угломер. Сорвавшись с силовых линий магнитного поля, ионы плазменного потока движутся по прямолинейным траекториям. Для измерения локального угла этого движения ионов используется угломер. Он представляет собой щелевой канал (коллиматор), вращающийся вокруг оси, расположенной на одном из его торцов. Напротив другого торца располагается коллектор. Если ось канала совпадает с направлением движения ионов, то они, пройдя весь канал, попадают на коллектор; в противном случае ионы ударяются в одну из стенок. Величина тока, текущего через коллектор, будет пропорциональна числу частиц, двигающихся под данным углом. Принципиальная схема угломера приведена на рис. 12.

Получив радиальное распределение локальных углов движения ионов при помощи МП и проинтегрировав его по площади сечения сопла, мы получаем среднеинтегральный угол движения частиц. А при условии, что к этому моменту все ионы успели сорваться с силовых линий магнитного поля, этот угол будет равен углу срыва плазменного потока.

5.3.2. Цилиндрический электростатический анализатор (ЦЭА) – это энергоанализатор, принцип действия которого основан на уравновешивании центробежного ускорения, действующего на заряженную частицу, движущуюся между двумя цилиндрическими обкладками конденсатора, возникающего при искривлении траектории частицы под действием силы

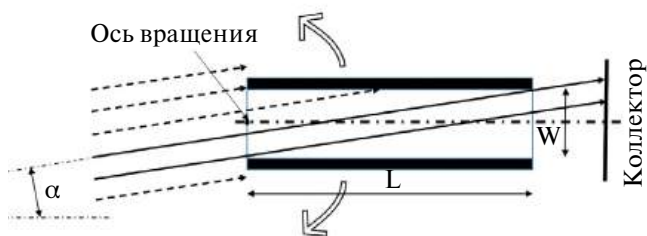


Рис. 12. Принципиальная схема угломера.

Кулона. Если центробежное ускорение уравновешено, то частицы проходят по дуге сквозь анализатор и попадают на коллектор; в противном случае частицы “выходят” на одну из обкладок конденсатора. Меняя разность потенциалов на обкладках конденсатора и измеряя ток на коллекторе, мы получаем функцию распределения ионов по энергиям. Принципиальная схема измерения ЦЭА приведена на рис. 13.

ЦЭА, имеющий хорошую разрешающую способность, чувствителен к внешним магнитным полям и имеет значительные габаритные размеры. Таким образом, его можно использовать только в третьей области исследования, где магнитные поля уже существенно ослаблены.

5.3.3. Другие возможные методы диагностики.

Строго говоря, именно в третьей области следует измерять создаваемую двигателем тягу, так как ионы к этому моменту уже приобретают максимальную скорость и движутся под постоянным углом. Однако локальная плотность тяги в этой области крайне мала, так как плазменный поток успевает сильно расшириться. Решением может стать использование мишени, перекрывающей весь плазменный поток (или хотя бы значительную его часть).

Наряду с ЦЭА, в этой области можно использовать и другие анализаторы, имеющие большие габариты и чувствительность к магнитным полям, например массанализаторы (времяпролетный или магнитный). Применение

массанализаторов поможет определить массовый состав распространяющейся в МС плазмы и убедиться в отсутствии примесей, которые могут негативно повлиять на интерпретацию полученных экспериментальных данных.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Стоит задача исследования плазменных процессов, протекающих в магнитном сопле безэлектродного плазменного ракетного двигателя, с целью их оптимизации. С точки зрения создания тяги и удельного импульса, нас интересуют процессы ускорения и срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля.

С точки зрения изучения этих процессов, магнитное сопло можно разделить на три независимые области исследования. Область I находится непосредственно в горловине сопла. В ней определяются входные (начальные) параметры плазменного потока. Также в ней определяются полная энергоемкость расширяющегося плазменного потока и распределение этой энергии между компонентами плазмы (ионами и электронами). Область II тянется на протяжении всего магнитного сопла. Здесь строятся двумерные карты всевозможных параметров плазмы, на основе анализа которых определяются поверхность срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля и сценарий его ускорения, а также проводится исследование других плазменных процессов. Область исследования III находится на расстоянии от горловины сопла, гарантирующем срыв плазменного потока. Здесь измеряются угол его срыва, итоговая функция распределения ионов по энергиям, создаваемая двигателем тяга и прочее.

Исходя из этих соображений на стенде ПН-3 создан диагностический комплекс для исследования плазменных процессов в магнитном сопле БПРД. Согласно описанным выше областям исследования, диагностический комплекс также можно разбить на три независимые части.

Область исследования I на стенде ПН-3 располагается в диагностическом сопле. Здесь расположены измерительные приборы, принцип действия которых основан на методах лазерно-индуцированной флуоресценции, эмиссионной спектроскопии, СВЧ-интерферометрии, а также диамагнитная катушка и двойной ионный зонды, передвигаемые по радиусу при помощи механического привода. Данные методы

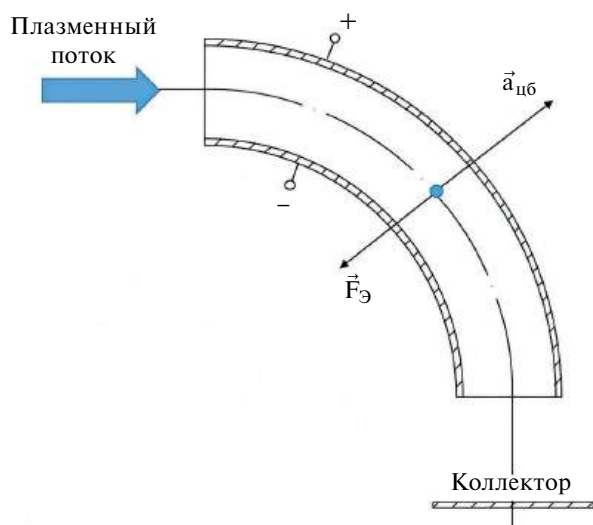


Рис. 13. Принципиальная схема цилиндрического электростатического анализатора.

диагностик позволяют определить степень ионизации плазменного потока (ОЭС), построить радиальные профили плотности и электронной температуры плазмы (ЛИФ и двойной зонд), оценить энергию, вложенную в плазменный поток (диамагнитная катушка), определить в какие компоненты плазменного потока эта энергия вложена (ОЭС и зонды).

Основой исследований в области II служит система из двух механизированных приводов, позволяющих прецизионно перемещать плазменные диагностические устройства по всему МС. На них располагаются линейка зондов Ленгмюра, сеточный анализатор и тягомер. С их помощью строятся двумерные карты локальных параметров плазменного потока, на основе которых можно определить поверхность срыва (линейка зондов Ленгмюра) и сценарий ускорения (сеточный анализатор) плазменного потока, а также создаваемую двигателем тягу (тягомер).

В области исследования III, которая располагается за магнитным соплом на расстоянии, гарантирующем срыв плазменного потока с силовых линий магнитного поля, расположены такие плазменные измерительные приборы, как угломер и цилиндрический электростатический анализатор. С их помощью измеряются угол срыва плазменного потока и итоговая функция распределения ионов по энергиям.

Реализованный диагностический комплекс позволяет проводить полноценные самостоятельные исследования указанных плазменных процессов (ускорение и срыв плазменного потока), измерять такие параметры плазменного двигателя, как создаваемая им тяга, угол срыва плазменного потока, а также коэффициент использования рабочего тела. Рассмотренный комплекс может быть взят за основу при создании диагностических комплексов, нацеленных на исследования плазменных процессов в магнитном сопле безэлектродного плазменного ракетного двигателя.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жильцов В.А., Кулыгин В.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. №. 3. С. 5.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2018-41-3-5-20>
2. Isayama S., Shinohara S., Hada T. // Plasma Fusion Res. 2018. V. 13. 3. 1101014.
<https://doi.org/10.1585/pfr.13.1101014>
3. Ilin A.V., Chang Díaz F.R., Squire J.P., Tarditi A.G. // 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno. NV. 2004.
<https://doi.org/10.2514/6.2004-151>
4. Charles C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2007. V. 16. № 4. P. R1.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/4/R01>
5. Olsen C.S. Experimental Characterization of Plasma Detachment from Magnetic Nozzles. Houston: Rice University, 2013.
6. Longmier B.W., Bering III E.A., Carter M. D. et al. // Plasma Sources Sci Technol. 2011. V. 20. P. 015007.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/20/1/015007>
7. Летохов В.С. Чеботаев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. Москва: Наука, 1975.
8. Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion / Ed.by D.E. Post, R. Behrisch. Boston: Springer, 1986. P. 211.
https://doi.org/10.1007/978-1-4757-0067-1_6
9. Кутузов Д.С., Москаленко И.В., Брагин Е.Ю., Жильцов В.А., Янченков С.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 9. С. 698.
<https://doi.org/10.1134/S036729211809007X>
10. Брагин Е.Ю., Бунин Е.А., Дрозд А.С., Сергеев Д.С., Сухов А.Е. // Сб. трудов VIII Международной конференции “Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2022”. Москва: НИЯУ “МИФИ”, 2022. С. 134.
11. Davis C., Gilchrist B., Squire J. // J. Propuls. Power. 2011. V. 27. № 2. P. 461.
<https://doi.org/10.2514/1.48087>
12. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. Москва: Энергоатомиздат, 1988.
13. Hsieh T.-Y., Kawamori E., Nishid Y. // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 023502.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4790175>
14. Зобнин А.В., Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф. // ТВТ. 1998. Т. 36. № 5. С. 804.
15. Ветров С.И., Спицын А.В., Шуваев Д.А., Янченков С.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. №5. С. 454.
16. Ando A., Hagiwara T., Komagome T., Hattori K., Inutake M. // Plasma Fusion Res. 2008. V. 3. P. S1018.
<http://dx.doi.org/10.1585/pfr.3.S1018>
17. Mazouffre S., Kulaev V., Perez Luna J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 034022.
<http://dx.doi.org/10.1088/0963-0252/18/3/034022>
18. Biloiu C., Sun X., Choueiri E., Doss F., Scime E., Heard J., Spector R., Ventura D. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 766.
<http://dx.doi.org/10.1088/0963-0252/14/4/016>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК:681.385;833

**АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА
ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И КОНТРАСТ ХИМИЧЕСКОГО
СОСТАВА ОБРАЗЦОВ В СКАНИРУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ
МИКРОСКОПИИ**

© 2024 г. Э. И. Рау^а, *, С. В. Зайцев^а, **

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, с. 2

*e-mail: rau@phys.msu.ru

**e-mail: zai336@mail.ru

Поступила в редакцию 05.10.2023 г.

После доработки 17.10.2023 г.

Принята к публикации 29.11.2023 г.

Приводятся формулы для расчета коэффициента отражения обратно рассеянных электронов в зависимости от материала (атомного номера Z), т.е. химического состава образца, и энергии первичных облучающих электронов E_B . Приводится расчет детектируемого сигнала обратно рассеянных электронов в зависимости от Z , E_B и функции отклика F полупроводниковых детекторов и детекторов на основе микроканальных пластин. Результаты расчетов сравниваются с результатами экспериментальных измерений. Проведен сравнительный анализ контраста изображений состава образцов, получаемого для различных типов детекторов при различных E_B .

DOI: 10.31857/S0032816224040166 EDN: NYCJZZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Все современные коммерческие сканирующие электронные микроскопы (СЭМ) снабжены детекторами отраженных электронов (ОЭ). Эти детекторы могут быть как полупроводниковыми, так и сцинтилляционными, используются также детекторы на основе микроканальных пластин (МКП). Более популярны и наиболее широко распространены полупроводниковые детекторы, представляющие собой пластины кремния с планарным p – n -переходом. Их фронтальная часть, как правило, разбита на 2 или 4 сектора. Разность сигналов с противоположных относительно оптической оси СЭМ секторов дает топографический контраст, а сумма сигналов – материальный контраст химического состава образца [1]. Вопросам контраста состава образца посвящено большое число публикаций, но отсутствует системный анализ всех аспектов

явления обратного рассеяния электронов, учет аппаратной функции отклика детектора. Однако последний фактор играет большую роль при формировании сигнала ОЭ, особенно при работе СЭМ в низковольтном режиме ($E_B < 5$ кэВ). Немногочисленные публикации по определению и учету функции отклика F носят отрывочный фрагментарный характер и не дают полного представления о влиянии этой функции на детектируемый сигнал и на контраст изображений [2–8]. В частности, ошибочно принимают значение энергии отсечки детектора для моноэнергетических электронов, эквивалентным случаю облучения детектора пучком электронов с широким энергетическим распределением. Напомним, что энергия отсечки E_{th} обусловлена так называемым мертвым слоем детектора (dead layer) с толщиной, равной толщине фронтального слоя p – n -перехода

кристалла Si. Попытка учесть этот фактор в работе [6] дает довольно большие погрешности. Поэтому одной из целей настоящей работы является детальное изучение влияния функции отклика на получаемый экспериментальный сигнал в режиме ОЭ. С учетом этого влияния будет оценен контраст состава образца в зависимости от энергии E_B и атомного номера Z составляющих элементов. Полученные в настоящей работе результаты призваны облегчить пользователям СЭМ интерпретацию контраста изображений.

2. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ КАК ФУНКЦИИ АТОМНОГО НОМЕРА МАТЕРИАЛА ОБРАЗЦА Z И ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ E_B

При работе SEM в режиме ОЭ определяющим параметром является коэффициент отражения электронов η . Он определяется в большом количестве работ, но до сих пор нет завершенной картины в этой области. Так, приводимое в статье [9] выражение

$$\eta_0 = 2^{-9\sqrt{Z}} = \exp(-6.24Z^{-0.5}) \quad (1)$$

не учитывает зависимости от энергии первичных электронов E_B . В работе [10] эта зависимость учтена, но только в области энергии $E_B > 5$ кэВ. Наиболее универсальная формула приведена в работе [11], но в ней присутствует

следующий недостаток: в районе средних значений Z функция $\eta(E_B)$ немонотонна, а в области малых значений E_B она дает ошибочные результаты. Чтобы устранить указанные недостатки, в настоящей работе предложено новое эмпирическое выражение для η :

$$\eta = \eta_0 \frac{\left[1 + \ln\left(\frac{Z}{35}\right)^{0.5} (1 + 0.16 \ln E_B^{0.666}) \right]}{\left[1 + \ln\left(\frac{Z}{35}\right)^{0.5} (1 + 0.16 \ln E_B^{0.666}) \right]} = \eta_0 \frac{\left[1 + \ln\left(\frac{Z}{35}\right)^{0.5} (1 + 0.16 \ln E_B^{0.666}) \right]}{1 + 1.245 \ln\left(\frac{Z}{35}\right)^{0.5}}. \quad (2)$$

Значение η_0 в формулах (1) и (2) следует трансформировать в согласии с экспериментальными значениями $\eta_0(10 \text{ кэВ})$ [1, 12] следующим образом:

$$\eta_0 = \exp(-6.4Z^{-0.5}). \quad (3)$$

Здесь учитывается, что $\eta(E_B)$ – возрастающая функция при $Z > 35$, убывающая при $Z < 35$ и не зависит от E_B при $Z \approx 35$ [12]. Рассчитанные по соотношению (2) графики для ряда химических элементов приведены на рис. 1.

Из рис. 1а следует, что в области малых значений Z различие в величине $\eta(E_B)$ очень велико (в 2 раза). На рис. 2б видно, что в окрестности $Z = 35$ величина η не зависит от E_B , а расчетные

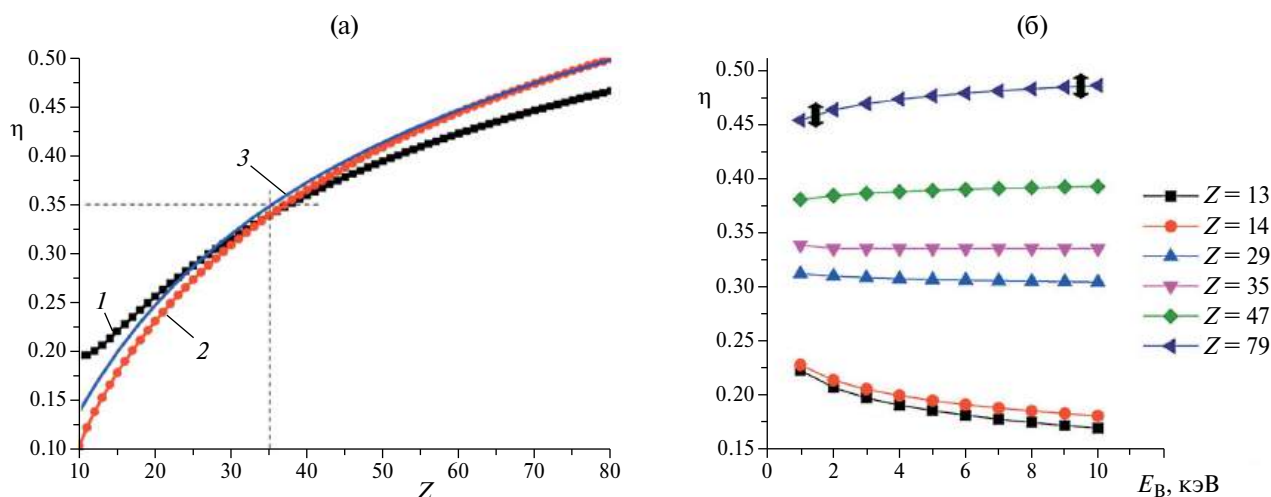


Рис. 1. а – Коэффициент отражения обратно рассеянных электронов в зависимости от атомного номера Z , рассчитанный по формуле (2) для $E_B = 2$ кэВ (кривая 1) и $E_B = 20$ кэВ (кривая 2), а также по формуле (3) (кривая 3). **б** – Коэффициент отражения обратно рассеянных электронов в зависимости от энергии E_B для различных элементов Z , расчёт выполнен по формуле (2).

и экспериментальные значения разнятся не более, чем на 5%.

Зная коэффициент отражения η , легко определить среднюю энергию обратно рассеянных электронов. Для этого воспользуемся уточненной формулой, приведенной в работе [13]:

$$\frac{\langle E \rangle}{E} = 0.5(1 + 1.25\eta), \quad (4)$$

которая хорошо удовлетворяет экспериментальным значениям [1, 12].

3. РАСЧЕТ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА И СИГНАЛА ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СЭМ

В основе настоящих расчетов лежит известная формула для сигнала наведенного тока, возникающего на планарном p – n -переходе при его облучении моноэнергетическим пучком электронов с величиной тока I_B и энергией первичных электронов E_B [1]:

$$I_\beta = I_B \left(\frac{E_B}{E_i} \right) \left[\left(1 - \eta_{si} \right) \left(1 - \frac{E_{th}}{E_B} \right) \right], \quad (5)$$

где E_i – энергия генерации электронно-дырочных пар в полупроводниковом кристалле. В частности, в Si-кристалле $E_i = 3.62$ эВ. E_{th} в формуле (5) обозначает энергию отсечки электронов, при которой $I_\beta = 0$, $E_{th} = E_B$. Наличие E_{th} обусловлено тем обстоятельством, что генерируемые носители заряда в фронтальной заземленной части p – n -перехода не вносят вклада в сигнал, регистрируемый с базовой области кристалла. Кроме того, во фронтальной части кристалла толщиной t происходит потеря энергии E_B , что дает суммарное уменьшение сигнала I_S на величину $(1 - E_{th}/E_B)$. Для типичных коммерческих детекторов ОЭ в СЭМ $E_{th} = 0.75$ кэВ, что соответствует толщине фронтального слоя p – n -перехода $t = 21$ нм. Сомножитель $(1 - \eta_{si})$ в квадратных скобках формулы (5), отвечающий за долю отраженных от Si-детектора ($\eta D = \eta_{si}$) электронов, вычисляется по формуле (2).

Ситуация значительно усложняется, когда на детектор падает поток обратно рассеянных электронов, имеющих распределение по энергиям. В этом случае формула (5) трансформируется, приобретая вид

$$I_S = I_B \eta_s \Omega \left(\frac{E_r}{E_i} \right) \left[\left(1 - \eta_{si} \right) \left(1 - \frac{E_{th}}{E_B} \right) \right]. \quad (6)$$

Здесь E_r есть средняя энергия потока ОЭ от материала образца с атомным номером Z . Она выражается через коэффициент отражения обратных электронов, но с учетом того, что не все ОЭ попадают на детектор. Это демонстрируется на рис. 2, где условно (не в масштабе) приводится схема детектирования ОЭ в СЭМ.

Исходный пучок первичных электронов с током I_B и энергией E_B облучает образец Sp. На детектор D попадает только та часть электронов, которая движется в пределах телесного угла $\Delta\Omega$, ограниченного двумя конусами с растворами углов Ω_1 и Ω_2 . Эти углы, в свою очередь, определяются расстоянием H от образца до детектора и радиусами r_1 и r_2 рабочих поверхностей детектора. В наших экспериментах $r_1 = 2$ мм, $r_2 = 10$ мм, $H = 15$ мм, что типично для стандартных СЭМ. В итоге $\Omega_1 = 0.06$ ср, $\Omega_2 = 1.07$ ср. С учетом косинусного распределения ОЭ по углам вылета несложные вычисления показывают, что долю регистрируемых ОЭ можно выразить эффективным коэффициентом

$$\eta_r = \eta (\cos 2\theta_1 - \cos 2\theta_2) = 0.6\eta, \quad (7)$$

где η определяется формулой (2). Среднее значение отраженной энергии E_S определяется по эмпирической формуле:

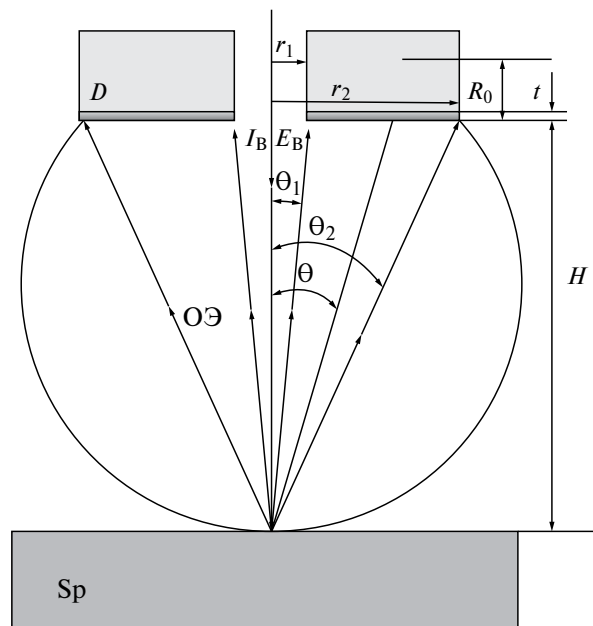


Рис. 2. Схематическое представление геометрии эксперимента при работе СЭМ в режиме детектирования отраженных электронов (ОЭ): Sp – образец, D – полупроводниковый планарный p – n -детектор с толщиной фронтального слоя t .

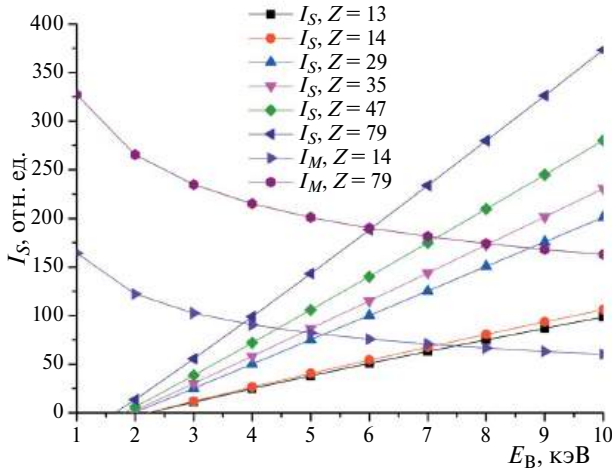


Рис. 3. Зависимости сигнала I_S от энергии E_B для ряда массивных образцов с атомным номером Z при токе первичных электронов $I_B = 1$ нА.

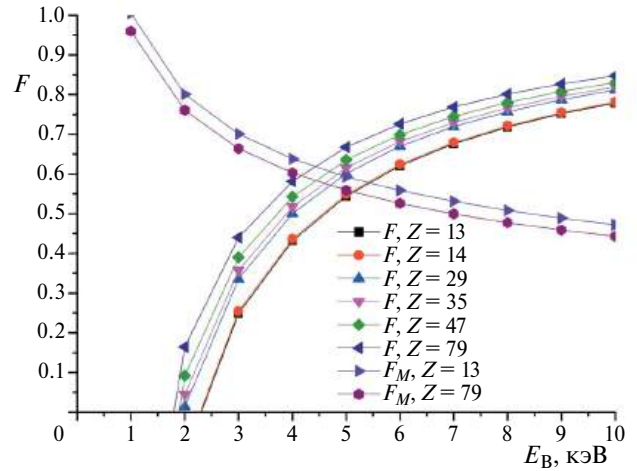


Рис. 4. Нормированные значения функции отклика F в зависимости от энергии E_B для полупроводниковых детекторов и для МКП-детекторов.

$$\begin{aligned} \varepsilon = E_e / E_B &= 0.5[1 + 1.25\eta_r] = \\ &= 0.5[1 + 0.75\eta_s]. \end{aligned} \quad (8)$$

Это выражение взято по аналогии с приведенным в работе [13], но откорректировано с учетом экспериментальных значений [1]. Входящий в основное уравнение (6) член $E_{th}(Z)$ определяется следующим образом. Если при облучении детектора моноэнергетическим пучком сигнал $I_B = 0$ при $E_B = E_{th} = 0.75$ кэВ, то при облучении детектора ОЭ сигнал $I_S = 0$ при $E_{th} = 0.75/E_r$, где E_S – средняя энергия ОЭ при реперной энергии $E_B = 1$ кэВ. Эта энергия находится по формуле (8). Результаты расчетов сигнала $I_S = f(E_B)$ по формуле (6) для ряда элементов приводятся на рис. 3.

Из пересечений графиков с осью энергий E_B видно, что $E_{th} > 0.75$ эВ, и эта величина зависит от материала образца. Рассчитанные зависимости функции отклика $F = [(1 - \eta_D(E_S))(1 - E_{th}/E_B)]$ приводятся на рис. 4. Там же даны аппаратные характеристики МКП-детекторов, сигнал с которых описывается выражением

$$I_M = I_\beta \eta_r M E_S^{-0.333}, \quad (9)$$

где M – коэффициент усиления МКП. Графики на рис. 4 получены при $I_B = 1.210^{-2}$ нА, $M = 10^5$.

Из представленных характеристик видно, какое большое влияние оказывает функция F на сигнал I_S , а тем самым и на контраст изображений [14–16].

4. КОНТРАСТ МАТЕРИАЛЬНОГО СОСТАВА ОБРАЗЦОВ В РЕЖИМЕ ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим контраст изображений $C(Z, E_B)$ как функцию атомного номера Z и энергии первичных электронов E_B . Анализ проведем для трех случаев.

1. Учет только коэффициента отражения η_s или η_r , что довольно часто употребляется в литературе:

$$C_1 = \frac{\eta_1(Z_1, E_B) - \eta_2(Z_2, E_B)}{\eta_1(Z_1, E_B)}. \quad (10)$$

Здесь η_1 и η_2 – коэффициенты отражения от элементов с атомными номерами $Z_1 > Z_2$.

2. Контраст

$$C_2 = \left(I_{s_1}, I_{s_2} \right) \frac{I_{s_1} - I_{s_2}}{I_{s_1}}, \quad (11)$$

определяемый из детектируемых сигналов I_S для элементов Z_1 и Z_2 по формуле (6).

3. Контраст, получаемый при использовании МКП-детектора:

$$C_3 = \frac{I_M(Z_1, E_B) - I_M(Z_2, E_B)}{I_M(Z_1, E_B)}. \quad (12)$$

Результаты расчета контраста для всех трех случаев представлены в табл. 1.

Их анализ приводит к ряду интересных практически важных выводов. Первое – для всех Z контраст слегка возрастает с ростом энергии.

Таблица 1

	$E_0 = 2 \text{ кэВ}$	$E_0 = 3 \text{ кэВ}$	$E_0 = 5 \text{ кэВ}$	$E_0 = 7 \text{ кэВ}$	$E_0 = 10 \text{ кэВ}$
Cu-Al	$C_1 = 0.37$ $C_2 = 0$ $C_3 = 0$	$C_1 = 0.398$ $C_2 = 0.61$ $C_3 = 0.39$	$C_1 = 0.43$ $C_2 = 0.53$ $C_3 = 0.39$	$C_1 = 0.45$ $C_2 = 0.5$ $C_3 = 0.4$	$C_1 = 0.45$ $C_2 = 0.5$ $C_3 = 0.41$
Au-Cu	$C_1 = 0.26$ $C_2 = 0$ $C_3 = 0.23$	$C_1 = 0.285$ $C_2 = 0.59$ $C_3 = 0.35$	$C_1 = 0.31$ $C_2 = 0.43$ $C_3 = 0.24$	$C_1 = 0.34$ $C_2 = 0.43$ $C_3 = 0.31$	$C_1 = 0.36$ $C_2 = 0.46$ $C_3 = 0.34$
Au-Al	$C_1 = 0.54$ $C_2 = 0$ $C_3 = 0.58$	$C_1 = 0.57$ $C_2 = 0.8$ $C_3 = 0.52$	$C_1 = 0.6$ $C_2 = 0.73$ $C_3 = 0.54$	$C_1 = 0.62$ $C_2 = 0.72$ $C_3 = 0.59$	$C_1 = 0.63$ $C_2 = 0.72$ $C_3 = 0.61$

При энергии первичных электронов $E_B > 10 \text{ кэВ}$ контраст зависит от E_B слабо, так как влияние функции отклика F на величину сигнала I_S в этом случае незначительно. Второе – контраст выражен более ярко для образцов, имеющих в составе элементы с более низким атомным номером Z . Третье – во всех сочетаниях наименьший контраст от состава образца (Z -контраст) получается при использовании МКП-детектора. Но в последнем случае можно проводить эксперименты при более щадящих дозах облучения (на 2–3 порядка меньших по сравнению с Si-детектором) и при меньших энергиях E_B , так как у МКП-детектора значение E_{th} близко к 0.

Чтобы уверенно различать контраст $C > 2\%$ от любых соседних элементов, например от элементов с $Z = 13$ и $Z = 14$ или с $Z = 78$ и $Z = 79$, необходимо провести калибровку шкалы серого экрана СЭМ [17, 18].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Функция отклика детектора ОЭ играет большую роль в формировании сигнала и контраста изображений от участков образца, имеющих различный элементный состав. Функция отклика для случая детектирования ОЭ сильно отличается от случая облучения моноэнергетическим пучком электронов. Это различие обусловлено спектральным распределением ОЭ. МКП-детекторы менее чувствительны к различиям в составе образца, но они могут работать в щадящем режиме облучения, что важно при исследовании радиационно-чувствительных материалов, например биомедицинских препаратов. Контраст более чувствителен для разрешения по атомному номеру Z в области легких элементов, чем в области элементов

с большим Z . Так, например, если образец содержит Al- и Si-элементы, то контраст от этих участков различается на 10% при детектировании полупроводниковым детектором и на 5% при детектировании МКП-детектором. Учет приведенных результатов призван способствовать лучшему пониманию получаемых изображений операторами и пользователями СЭМ. Дается практическое руководство для оперативного расчета коэффициента отражения обратно рассеянных электронов и сигнала I_S в СЭМ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа является частью финансируемой из государственного бюджета научной темы (номер госрегистрации № 1200108676) МГУ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reimer L., Scanning Electron Microscopy. Physics of Image formation and Microanalysis. 2-d ed. Berlin: Springer, 1998.
2. Funsten H.O., Suszcynsky D.M., Ritzau S.M., Korde R. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1997. V. 44(6). P. 2561.
<https://doi.org/10.1109/23.650863>
3. Пау Э.И., Орликовский Н.А., Иванова Е.С. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46(6). С. 829.
4. Wall B.L., Amsbaugh J.F., Beglarian A., Bergmann T., Bichsel H.C., Bodine L.I., Wilkerson J.F. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2014. V. 744. P. 73.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.12.048>

5. *Зайцев С.В., Купреенко С.Ю., Рау Э.И., Татаринцев А.А.* // ПТЭ. 2015. Т. 6. С. 51.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223040092>.
6. *Müller E., Gerthsen D.* // Ultramicroscopy. 2017. V. 173. P. 71.
<https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2016.12.003>
7. *Rau E.I., Karaulov V.Y., Zaitsev S.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90(2). P. 023701.
<https://doi.org/10.1063/1.5054746>
8. *Chen Z., Hu L., Zhang L., Shen J., Chen C.* // IEEE Transactions on Electron Devices. 2023. V. 70(3). P. 1109.
<http://dx.doi.org/10.1109/TED.2023.3236907>
9. *Arnal F., Verdier P., Vincensini P.D.* // Compt. Rend. Acad. Sci. 1969. V. 268. P.1526.
10. *Hunger H.J., Küchler L.* // Phys. Status Solidi (a). 1979. V. 56(1). P. K45.
<https://doi.org/10.1002/pssa.2210560157>
11. *Staub P.F.* // J. Physics D: Appl. Phys. 1994. V. 27(7). P.1533.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/27/7/030>.
12. *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. Москва: Наука, 1969.
13. *Fitting H.J.* // J. Electron Spectroscopy and Related Phenomena. 2004. V. 136(3). P. 265.
<https://doi.org/10.1016/j.elspec.2004.04.003>.
14. *Орликовский Н.А., Рау Э.И.* // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75. №9. С. 1305.
15. *Cazaux J., Kuwano N., Sato K.* // Ultramicroscopy. 2013. V. 135. P. 43.
<https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2013.06.002>
16. *Timisch F., Inoue N.* // Ultramicroscopy. 2018. V. 186. P. 82.
<https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2017.12.001>
17. *Sercel P.C., Lebens J.A., Vahala K.J.* // Rev. Sci. Instrum. 1989. V. 60(12). P. 3775.
<https://doi.org/10.1063/1.1140489>
18. *Kim H., Negishi T., Kudo M., Takei H., Yasuda K.* // J. Electron Microscopy. 2010. V. 59(5). P. 379.
<https://doi.org/10.1093/jmicro/dfq012>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 533.9.082.5

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗЛЕТА МИШЕНЕЙ, НАГРЕТЫХ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

© 2024 г. Е. С. Борисов^{а, *}, Д. С. Гаврилов^а, А. Г. Какшин^а,
Е. А. Лобода^а, А. В. Потапов^а, Е. А. Говрас^а

^аВсероссийский федеральный ядерный центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики
им. академика Е.И. Забабахина
Россия, 456770, Снежинск, Челябинская обл., ул. Васильева, 13

*e-mail: dep5@vniitf.ru; egor_borisov1989@mail.ru

Поступила в редакцию 06.11.2023 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята к публикации 12.06.2024 г.

Методом спектральной интерферометрии chirпированным импульсом проведено измерение скорости движения свободной поверхности медной мишени при воздействии мощного ультракороткого лазерного импульса с интенсивностью порядка 10^{18} Вт/см². Для получения информации о движении слоев плазмы с различающейся плотностью разработан двухканальный интерферометр, обеспечивающий регистрацию гидродинамических параметров процесса разлета мишени на длинах волн излучения 1054 нм и 527 нм. Определены пространственные и временные зависимости фазового сдвига и коэффициента отражения зондирующего излучения, восстановлен профиль скорости поверхностей критической плотности.

DOI: 10.31857/S0032816224040176 EDN: NYBXJL

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные лазерные системы с ультракороткими импульсами (УКИ) являются одним из перспективных экспериментальных инструментов в материаловедческих задачах, связанных с получением “теплого” плотного вещества (WDM – Warm Dense Matter) [1, 2] и изучением его уравнений состояния. Нагрев мишеней УКИ посредством электронного теплопереноса [1, 3–7] или сгенерированными им пучками ионов [8–12] происходит за столь малые времена, что процесс можно считать изохорическим.

Сквозное моделирование процесса взаимодействия лазерного излучения с веществом мишени, позволяющее установить гидродинамические характеристики ее разлета и определить такой важный параметр, как градиент плотности, является достаточно сложной задачей, требующей экспериментальной верификации.

Одним из эффективных методов физических измерений динамики вещества в условиях воздействия УКИ может выступать спектральная интерферометрия chirпированными импульсами [13–17], которая позволяет получать информацию о скорости разлета зондируемой поверхности мишени. Важными достоинствами метода являются однозначная связь мгновенной частоты лазерного излучения со временем взаимодействия с мишенью и высокое временное разрешение, сопоставимое со спектрально-ограниченной длительностью импульса. При этом время регистрации процессов определяется длительностью chirпированного импульса (ЧИ).

В данной работе представлен метод спектральной интерферометрии ЧИ, примененный при зондировании мишеней излучением на двух длинах волн: основной и второй гармониках

неодимового лазера. Поскольку в приближении плавности изменения пространственных величин в расширяющейся плазме ее разлет можно считать адиабатическим [18], начальное давление в мишени может быть представлено через адиабатическую скорость звука и показатель адиабаты. Эти величины, в свою очередь, могут быть найдены из измеренных характеристик скорости движения двух поверхностей с различными плотностями. В то же время температура нагретой мишени может быть определена по измерению контраста интерференционной картины, связанной с коэффициентом отражения зондирующего излучения от мишени. Таким образом, полученных экспериментальных данных достаточно для построения уравнения состояния.

Работа выполнена на лазерной установке с пикосекундной длительностью импульса при интенсивности греющего излучения порядка 10^{18} Вт/см². Получены экспериментальные временные зависимости коэффициента отражения излучения и фазового сдвига отраженного от мишени излучения на двух длинах волн, восстановлен профиль скорости разлета плазмы во времени. В качестве мишени применены плоские медные пластины толщиной 15 мкм. Зондирующий пучок является репликой рабочего излучения, что обеспечивает надежную синхронизацию с греющим импульсом. В измерительной схеме реализовано пространственное разрешение по объекту, позволяющее восстанавливать профили измеряемых величин вдоль выбранного сечения возмущенной области мишени.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Принципиальная схема постановки экспериментов представлена на рис. 1. Зондирующий пучок организован путем ответвления части энергии (50–70 мДж) рабочего излучения из усилительного тракта (УТ) лазерной установки. В схеме измерения реализована трансляция изображения зондирующего пучка, имеющего гладкий профиль интенсивности, по ключевым элементам тракта, включая поверхность мишени и щели спектрографов. Длительность chirпированного импульса в канале зондирования при помощи вспомогательного компрессора сокращалась с первоначальных $\tau_{\text{ци}} = 600$ пс

до 150 пс. Форма спектра импульса близка к гауссовой с шириной на половине высоты, равной 3 нм. Далее импульс направлялся в линию конверсии излучения во вторую гармонику на кристалле KDP с I-типом фазового синхронизма. Энергетический коэффициент преобразования излучения в $2\omega_0$ составлял 10%.

Светофильтры, используемые в аттенуаторе, были подобраны таким образом, чтобы интенсивность падающего излучения не превышала экспериментально установленного значения $1.5 \cdot 10^9$ Вт/см², при котором наблюдалась деформация материала мишени из-за избыточной лучевой нагрузки.

Оптическая линия задержки обеспечивала плавную регулировку прихода зондирующих пучков к мишени и их синхронизацию с греющим импульсом. Телескопическая система с единичным увеличением, состоящая из двух ахроматических микрообъективов и расположенной между ними мишени, размещалась внутри вакуумной мишенной камеры (МК). Мишень устанавливалась за фокальной плоскостью первого объектива (см. вставку на рис. 1), в результате чего размер пучков на зондируемой поверхности с учетом угла падения излучения на мишень $\theta = 42^\circ$ составлял 450×610 мкм² (поле зондирования). Центр поля зондирования

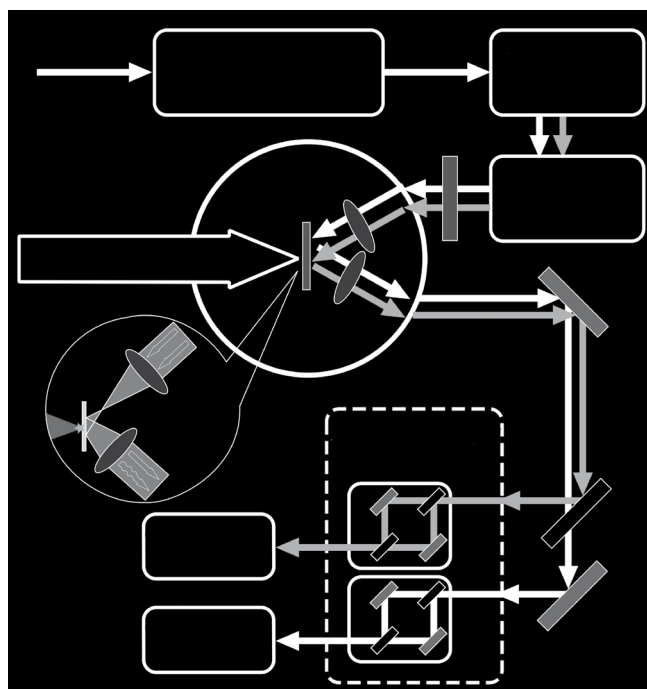


Рис. 1. Принципиальная схема измерений.

на свободной поверхности мишени смещен по отношению к зоне облучения силовым УКИ примерно на 200 мкм с тем, чтобы обеспечить в отраженном зондирующем излучении область, не возмущаемую действием греющего импульса в течение времени регистрации.

После отражения от мишени пучки с частотами ω_0 и $2\omega_0$ направлялись в отдельные интерферометры Маха–Цендера, в плечах которых обеспечивались равные оптические пути и создавался необходимый пространственно-угловой сдвиг для формирования на входе спектрографов интерференционной картины в виде полос, перпендикулярных направлению щелей (рис. 2). Пространственный сдвиг при этом обеспечивает наложение реплик исходного пучка с возмущенным и невозмущенным участками, а угол между направлениями отвечает за частоту интерференционных полос.

Спектрографы выполнены по схеме Черны–Тернера с единичным пространственным увеличением. В качестве регистратора применялись ПЗС-камеры фирмы Videoscan с размером пикселя 8.3×8.3 мкм². Измеренные коэффициенты линейного увеличения в системе “мишень – ПЗС-камера” составляли 12.5 и 16, пространственное разрешение по объекту – 7.1 мкм и 2.9 мкм соответственно для ω_0 и $2\omega_0$. Временное разрешение метода составляет $\delta\tau = \sqrt{\tau_{\text{уки}} \tau_{\text{чи}}} \approx$

≈ 10 пс [14], где $\tau_{\text{уки}}$ – спектрально-ограниченная длительность ультракороткого импульса.

Мишени изготовлены из медных фольг, отполированных с двух сторон до зеркального состояния. Толщина мишеней в поле зондирования в зависимости от изготовленной партии находилась в пределах 14.5–15 мкм.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В проведенной экспериментальной серии энергия греющего лазерного импульса на мишени составляла 5.3 ± 0.8 Дж, длительность импульса – 0.80 ± 0.02 пс (FWHM). Для организации на облучаемой поверхности гладкого гауссоподобного профиля интенсивности излучения мишень смещалась (удалялась от фокусирующего элемента) относительно фокальной плоскости на 30 мкм. Диаметр пучка при нормальном падении излучения на мишень составлял 19.5 ± 2 мкм (FWHM), интенсивность греющего излучения достигала порядка 10^{18} Вт/см². Распределение освещенности на поверхности мишени, создаваемое греющим пучком, представлено на рис. 3.

Типичные изображения опорной и сигнальной интерферограмм приведены на рис. 4. За нулевой момент времени принят момент

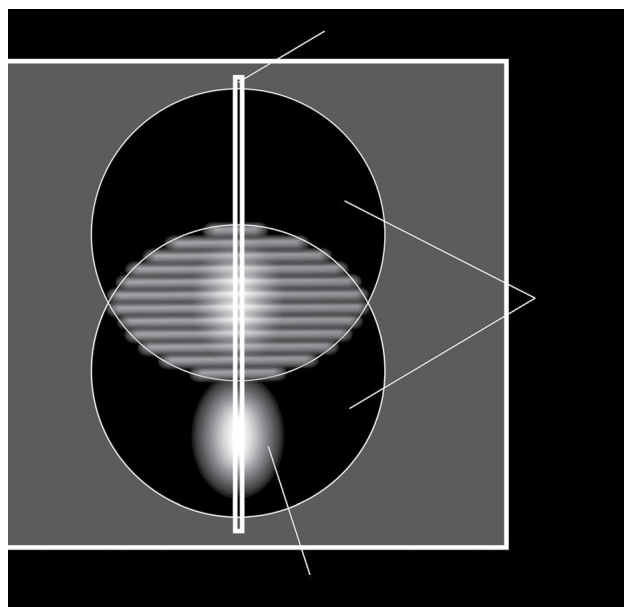


Рис. 2. Формирование интерференционной картины на входной щели спектрографа.

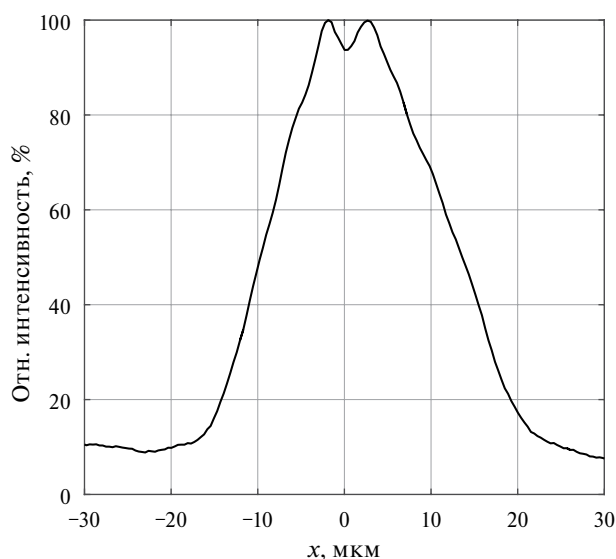


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения на мишени (сечение через центр пучка).

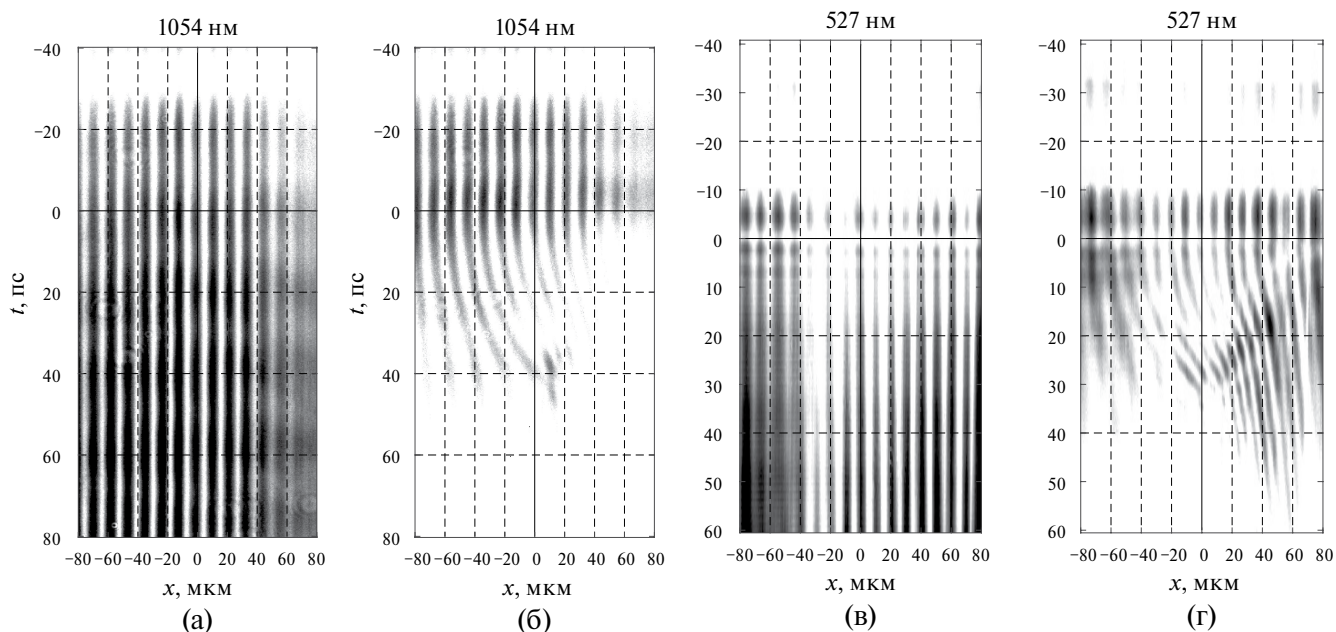


Рис. 4. Экспериментальные интерферограммы: **а** — опорная интерферограмма на длине волны 1054 нм, **б** — сигнальная интерферограмма на длине волны 1054 нм, **в** — опорная интерферограмма на длине волны 527 нм, **г** — сигнальная интерферограмма на длине волны 527 нм.

прихода греющего ЛИ на мишень, нулевое значение по координате x соответствует центру области воздействия ЛИ. Информация о фазовом сдвиге восстанавливается из характера изменения положения интерференционных полос, а коэффициент отражения $R(t)$ определяется динамикой контраста интерференционной картины. Смещения поверхностей критической плотности и скорости их движения определяются следующими формулами:

$$Z(t) = \frac{\lambda \cos \theta}{4\pi} \varphi(t), \quad (1)$$

$$V(t) = \frac{dz}{dt} = \frac{\lambda \cos \theta}{4\pi} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (2)$$

где θ — угол падения излучения на мишень, λ — длина волны зондирующего излучения (1054 нм или 527 нм). Необходимо отметить, что при наклонном падении лазерного излучения его отражение, строго говоря, происходит от поверхности, где плотность плазмы меньше критической: $n_{\text{cr}} \cdot \cos^2 \theta$ [4]. Ниже мы будем опускать эту подробность и говорить об отражении от поверхности критической плотности.

На рис. 4 видно, что через 50 пс после воздействия греющего УКИ интерференционная

картина в области $x = 0$ становится практически неразличимой. Это связано с тем, что коэффициент отражения возмущенной области мишени за указанное время уменьшается практически до нуля. Изменение коэффициента отражения тыльной поверхности мишени, как следует из рис. 5б, начинается за 6–8 пс до прихода к мишени максимума интенсивности УКИ, что может быть связано с воздействием на мишень предимпульса в виде нарастающего пьедестала УКИ.

На рис. 5г приведены профили скорости движения поверхностей критической плотности для ω_0 и $2\omega_0$, восстановленные из фазовых измерений. В течение первых 20–25 пс после прихода к мишени греющего УКИ скорости движения отражающих поверхностей практически совпадают для обеих длин волн зондирующего излучения. В дальнейшем происходит пространственное разделение поверхностей критической плотности, при этом ускорение движения поверхности, отражающей излучение на второй гармонике, сменяется замедлением. Следует отметить, что при $t > 30$ пс практически отсутствуют изменения координаты поверхности критической плотности для второй гармоники (рис. 5в). Небольшие биения, вызывающие, в частности, падение скорости

движения ниже нуля в области 35–45 пс, могут быть связаны с ухудшением интерферограммы и, как следствие, с увеличением погрешности обработки результатов.

Постановка измерений, примененная в рамках данной работы, позволила определить не только временные, но и пространственные профили фазы и коэффициента отражения. На рис. 6 приведен пример распределений фазового сдвига излучения, коэффициента отражения и скорости движения поверхности

по сечению области разлета мишени, полученные на длине волны зондирующего излучения 1054 нм. При обработке интерферограмм в расчет принимались только максимумы интерференционных полос. Профили имеют форму подобную гауссовой, неоднородности различного пространственного масштаба могут быть связаны с особенностями распределения интенсивности греющего излучения в фокальном пятне, остаточными неровностями поверхностей и внутренними дефектами мишени.

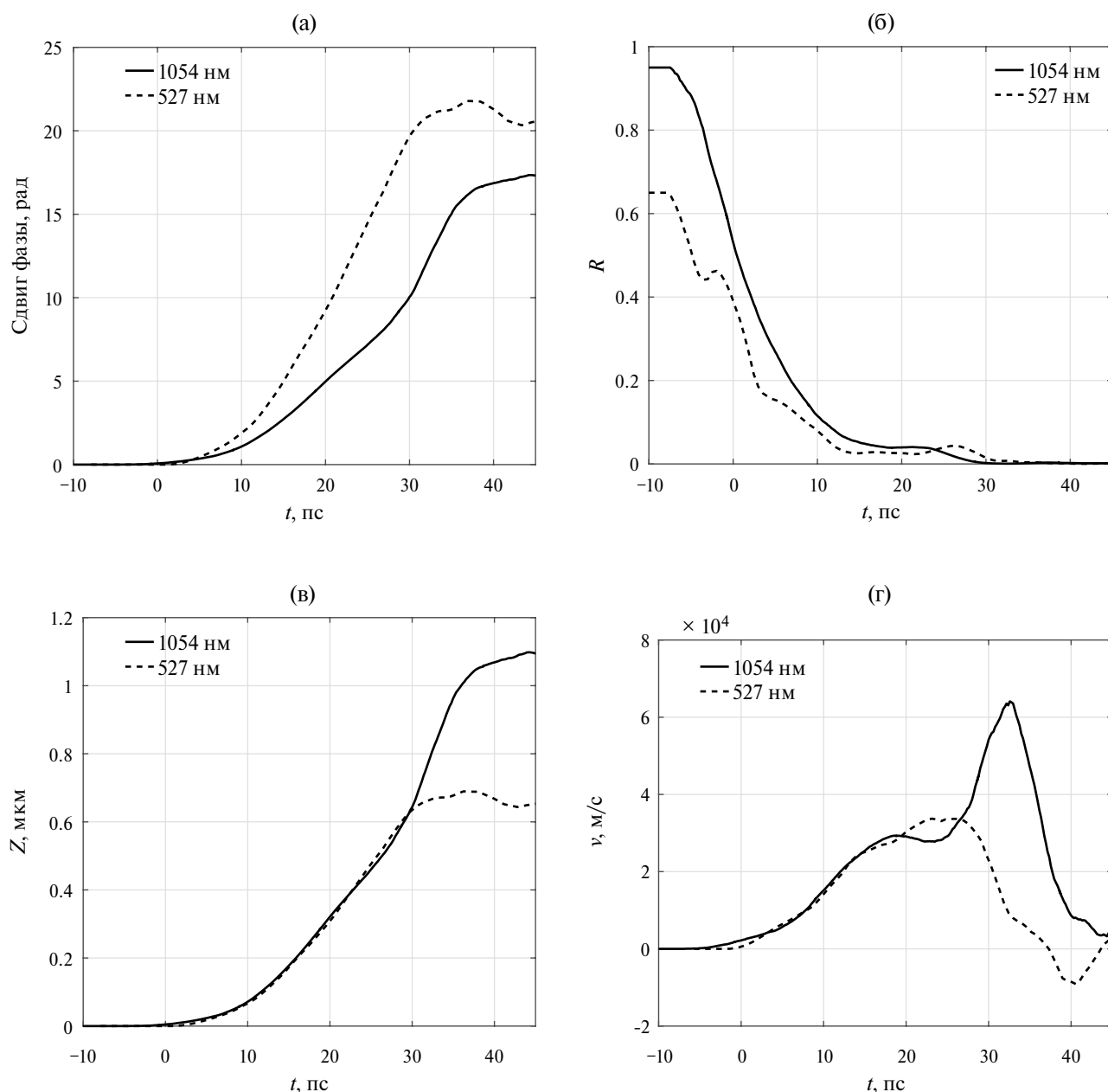


Рис. 5. Временные зависимости фазового сдвига излучения (а), коэффициента отражения тыльной поверхности мишени (б), координаты отражающей поверхности (в) и скорости отражающей поверхности (г).

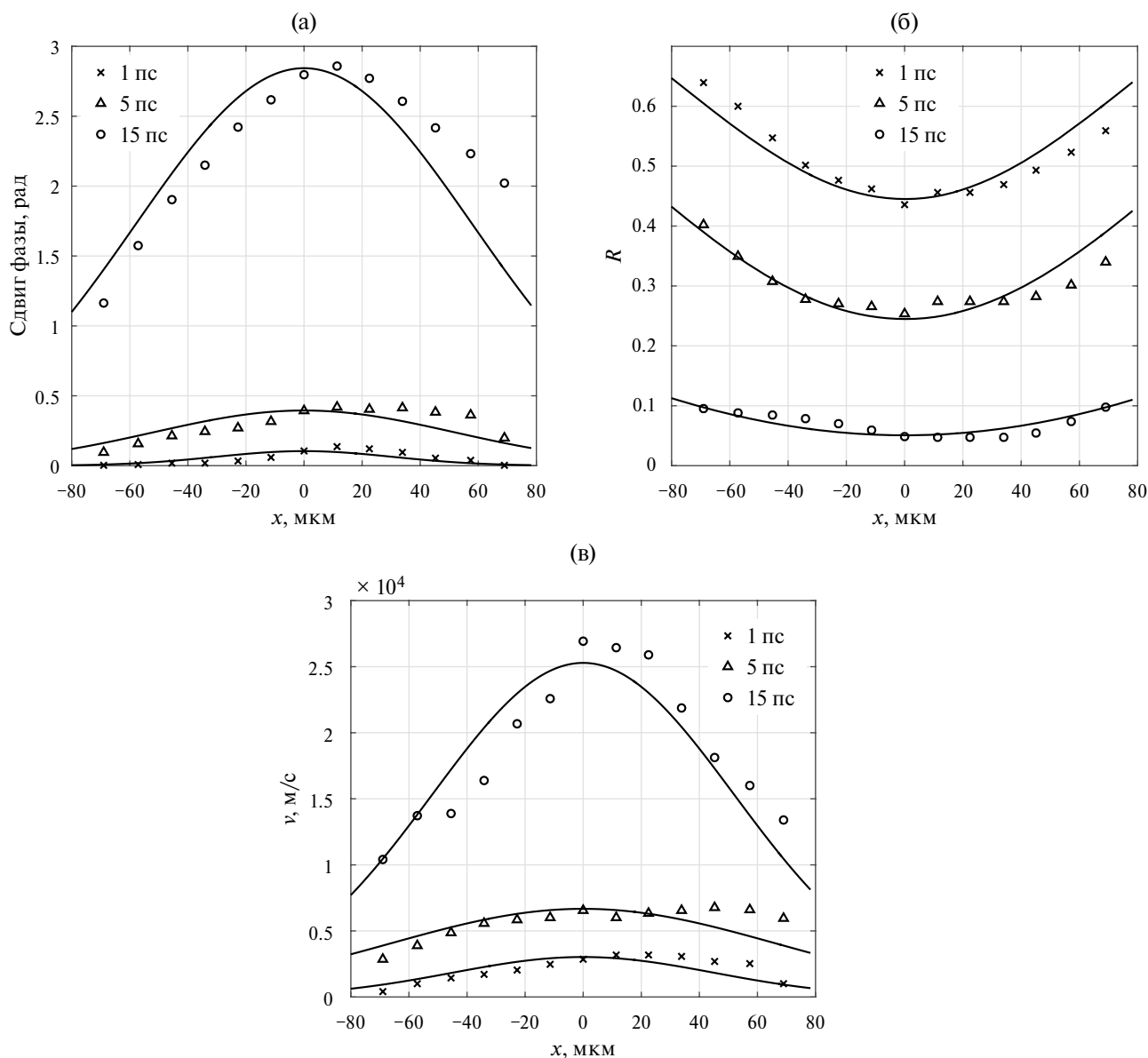


Рис. 6. Пространственные профили фазового сдвига излучения (а), коэффициента отражения тыльной поверхности мишени (б) и скорости отражающей поверхности (в) в различные моменты времени для излучения с длиной волны 1054 нм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для определения параметров гидродинамического разлета свободной поверхности мишени, нагретой в результате воздействия мощного ультракороткого лазерного излучения, применен метод спектральной интерферометрии chirпированными импульсами. Эксперименты выполнены на пикосекундной лазерной установке при воздействии на медные мишени толщиной 15 мкм греющих импульсов с интенсивностью порядка 10^{18} Вт/см². Временные зависимости

фазы и коэффициента отражения зондирующего излучения от поверхностей с различными плотностями измерены при помощи chirпированных импульсов длительностью 150 пс на двух длинах волн: 1054 нм и 527 нм, соответствующих основной и удвоенной частотам излучения неодимового лазера.

Определено, что коэффициент отражения зондируемой поверхности мишени снижается практически до нуля в течение 30–40 пс после воздействия ультракороткого лазерного

импульса. Временная форма скорости поверхностей критической плотности, восстановленная по изменению фазы отраженного излучения, показывает, что примерно до 25 пс с момента воздействия греющего импульса отражение пучков с частотами ω_0 и $2\omega_0$ происходит от единой границы. В дальнейшем градиент плотности плазмы увеличивается, и наблюдается пространственное разделение отражающих поверхностей.

Важно отметить, что полученные в настоящей работе временные профили сдвига фазы и коэффициента отражения излучения обладают достаточно крутыми фронтами нарастания/спада характеристик, сравнимыми с текущим разрешением метода. Это указывает на необходимость повышения точности диагностики, которая может быть достигнута путем сокращения длительности chirпированного импульса, вносящей определяющий вклад во временное разрешение. Кроме того, дополнительное повышение точности измерений может быть обеспечено статистическим методом за счет наращивания пространственной плотности интерференционных полос, приходящихся на единицу возмущенной поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lütgert J., Vorberger J., Hartley et al. // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 12883.
<https://doi.org/10.1038/s41598-021-91769-0>
2. Wu D., Yu W., Sheng Z. M., Fritzsche S., He X.T. // Phys. Rev. E. 2020. V. 101. P. 051202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.101.051202>
3. Antici P., Fuchs J., Borghesi M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 105004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.105004>
4. Antici P., Chen S.N., Gremillet L. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 113302.
<https://doi.org/10.1063/1.3499250>
5. Eggert J., Hicks D., Celliers P. et al. // Nat. Phys. 2010. V. 6. P. 40.
<https://doi.org/10.1038/nphys1438>
6. Antici P., Albertazzi B., Audebert P. et al. // New J. Phys. 2012. V. 14. P. 063023.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/6/063023>
7. Antici P., Gremillet L., Grismayer T. et al. // Phys. Plasmas 2013. V. 20. P. 123116.
<https://doi.org/10.1063/1.4833618>
8. Mancic A., Robiche J., Antici P. et al. // High Energ. Dens. Phys. 2010. V. 6. P. 21.
<https://doi.org/10.1016/j.hedp.2009.06.008>
9. Bang W., Albright B.J., Bradley P.A. et al. // Phys. Rev. 2015. V. 92. P. 063101.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.92.063101>
10. Feldman S., Dyer G., Kuk D., Ditmire T. // Phys. Rev. 2017. V. 95. P. 031201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.95.031201>
11. Ping Y., Whitley H.D., McKelvey A. et al. // Phys. Rev. 2019. V. 100. P. 043204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.100.043204>
12. Roycroft, R., Bowers B., Smith H. et al. // AIP Adv. 2020. V. 10. P. 045220.
<https://doi.org/10.1063/1.5121538>
13. Rebibo S., Geindre J.-P., Audebert P. et al. // Laser Part. Beams. 2001. V. 19. P. 67.
<https://doi.org/10.1017/S026303460119110X>
14. Geindre J.-P., Audebert P., Rebibo S., Gauthier J.C. // Optics Lett. 2001. V. 26. № 20. P. 1612.
<https://doi.org/10.1364/OL.26.001612>
15. Chen J.-P., Li R.-X., Zeng Z.-N., Wang X.-T., Cheng C.-F., Xu Z.-Z. // Chin. Phys. Lett. 2003. V. 20. № 4. P. 541.
<https://doi.org/10.1088/0256-307X/20/4/329>
16. Prasad Y.B.S.R., Barnwal S., Naik P.A., Chakera J.A., Gupta P.D. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 023305.
<https://doi.org/10.1063/1.3610792>
17. Green J. S.O., Murphy C.D., Booth N. et al. // J. Instrum. 2014. V. 9. P. P03003.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/03/P03003>
18. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.317.31+621.383.2.032.11

СЕЛЕКТИВНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ТОКОВ ФОТОЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ МАГНИТНОГО КРУГОВОГО ДИХРОИЗМА В ОТРАЖЕННОМ СВЕТЕ

© 2024 г. Ю. В. Маркин^{a, *}, З. Э. Кунькова^a

^a Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук, Фрязинский филиал
Россия, 141120, Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: markin@fireras.su

Поступила в редакцию 27.09.2023 г.

После доработки 03.05.2024 г.

Принята к публикации 08.06.2024 г.

Представлена относительно простая схема селективного измерителя постоянной и переменной компонент полного тока фотоэлектронного умножителя при регистрации спектров магнитного кругового дихроизма в отраженном свете с использованием метода фазовой модуляции световой волны с помощью фотоупругого модулятора. В схеме реализован метод измерения анодного тока фотоумножителя с применением нагрузочного сопротивления R_L и буферного предусилителя. Выделение переменной компоненты осуществляется компенсацией постоянной составляющей полного сигнала. Описаны экспериментальные методики, позволяющие определять оптимальную величину R_L , для которой в полосе частот порядка 100 кГц влияние входной шунтирующей емкости минимально. Определены основной источник и уровень паразитного фототока, не связанного с падающим монохроматическим излучением. Предложен алгоритм регистрации спектра при смене полярности эффекта кругового дихроизма. Работоспособность и эффективность разработанного измерителя иллюстрируются на примере измерения спектра магнитного кругового дихроизма пленки GaMnAs.

DOI: 10.31857/S0032816224040189 EDN: NYBVGW

1. ВВЕДЕНИЕ

В спектроскопии магнитного кругового дихроизма в отраженном свете (reflectance magnetic circular dichroism – RMCD) широко используется метод фазовой модуляции линейно поляризованной световой волны, осуществляемый с помощью фотоупругого модулятора (photoelastic modulator – PEM) [1–3]. Эта методика предполагает измерение двух электрических сигналов фотоприемника – постоянного (или низкочастотного) сигнала и гармонического сигнала на высокой частоте фазовой модуляции ($f_{PEM} \sim 10\text{--}100$ кГц). Для регистрации слабого модулированного светового потока используется фотоэлектронный умножитель

(ФЭУ) [3, 4], который является датчиком с токовым выходом. В RMCD-спектроскопии амплитуды постоянного и переменного сигналов сильно различаются по величине: отношение амплитуд гармонической и постоянной составляющих обычно имеет порядок $10^{-5}\text{--}10^{-3}$. Это обстоятельство, наряду с высокой частотой фазовой модуляции, определяет полосу пропускания и динамический диапазон предварительного усилителя фототока ФЭУ, используемого в RMCD-спектрометре.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА ФЭУ

Измерение анодного тока ФЭУ с выхода разъема, содержащего высоковольтный делитель

напряжения, проводится двумя методами: либо регистрацией напряжения на нагрузочном сопротивлении R_L , либо с использованием преобразователя ток–напряжение [5, 6]. В RMCD-спектроскопии предпочтительно измерение анодного фототока с использованием нагрузки R_L , поскольку схема преобразователя ток–напряжение нестабильна из-за шунтирующей емкости коаксиального кабеля C_{coax} [5, 6]. Амплитуду нестабильных высокочастотных колебаний можно существенно уменьшить, устанавливая на выходе преобразователя НЧ-фильтр с частотой среза порядка 100–500 кГц, однако полностью их устранить не удастся. Это приводит к дополнительному источнику шума и повышению порога чувствительности измерительной системы. Негативное влияние C_{coax} обычно устраняется встраиванием преобразователя (или нагрузки) в разъем с делителем напряжения. Однако такая конструкция в технике лабораторного эксперимента не всегда оправдана [5]. Дальнейшее рассмотрение относится к схеме регистрации напряжения на нагрузочном сопротивлении R_L .

Измерение компонент полного сигнала выполняется одновременной подачей последнего на входы предусилителей высокой и низкой частот [3, 7, 8]. Недостатком такой параллельной схемы является необходимость использования отдельного предусилителя для каждого канала. Кроме того, в методе с общей нагрузкой R_L для предусилителей требуется тщательное согласование входных импедансов измерительных контуров и его периодический контроль [3]. По этим причинам желательно использовать иную схему, позволяющую выделять эти составляющие полного тока с помощью одного предусилителя.

3. СХЕМА СЕЛЕКТИВНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ

Ниже описывается схема (рис. 1) селективного измерителя постоянной и переменной компонент фототока ФЭУ, I_{PH} . Входной каскад измерителя выполнен на операционном усилителе (ОУ) AD8675 (M_1), включенном по неинвертирующей схеме измерения напряжения, которое индуцируется протеканием переменного анодного тока ФЭУ через нагрузку, представляющую собой параллельное соединение сопротивления R_L и емкости C_S . Суммарная

емкость C_S , шунтирующая нагрузку R_L , складывается из междуэлектродных емкостей ФЭУ, сопряженного с высоковольтным делителем напряжения, емкости выходного коаксиального кабеля и входной емкости микросхемы M_1 . С ростом частоты измерений наличие C_S приводит к уменьшению токового сигнала на нагрузке R_L и фазовым сдвигам [3–6]. Для оптимального подбора величины сопротивления R_L при измерениях на частоте фазовой модуляции f_{PEM} (и удвоенной частоте $2f_{PEM}$) необходимо знать значение шунтирующей емкости. С этой целью были выполнены предварительные измерения.

Монохроматическое излучение (с длиной волны $\lambda = 530$ нм) из выходной щели (шириной $d_{sl} = 0.1$ мм) монохроматора SPM-2, для которого первичным источником света являлась галогенная лампа накаливания мощностью 150 Вт и напряжением накала 15 В, фокусировалось на входное окно ФЭУ Hamamatsu R374, сопряженного с разъемом Hamamatsu D-Type Socket Assemblies E990–501. В этом разьеме цепь анода A изолирована и выведена вовне с помощью коаксиального кабеля RG-174/U длиной не менее 40 см, конец которого подсоединен к BNC-ВЧ-разъему (штекер) [9]. С помощью оптического прерывателя SR540 ($25 \text{ Гц} \leq f \leq 3.8 \text{ кГц}$, f – частота прерывания светового потока) осуществлялась амплитудная модуляция интенсивности света. Выход анодной цепи подсоединялся к нагрузке в виде R^*C^* -делителя для переменного фототока ($R^* = 1 \text{ МОм}$, $C^* = C_S + C$, $C = 220 \text{ пФ}$ ¹). Падение напряжения на нагрузке подавалось на вход операционного усилителя (ОУ) M_1 , включенного по схеме неинвертирующего повторителя (рис. 1а). Переменное выходное напряжение

$$V(f) = \frac{V_0}{\sqrt{1 + (2\pi f R^* C^*)^2}} \quad (1)$$

с повторителя регистрировалось цифровым синхронным усилителем SR830, для которого опорные импульсы вырабатывались контроллером оптического прерывателя SR540. Ток накала лампы $i_{gl} = 8$ А и напряжение на ФЭУ $V_{PMT} = -690$ В устанавливались, исходя из условия регистрации максимальной амплитуды (около 1 В) демодулированного напряжения V_0

¹Для этих значений R^* и C^* с учетом оценочной величины $C_S \approx 50 \text{ пФ}$ частота среза делителя фототока $f_C \approx 590 \text{ Гц}$.

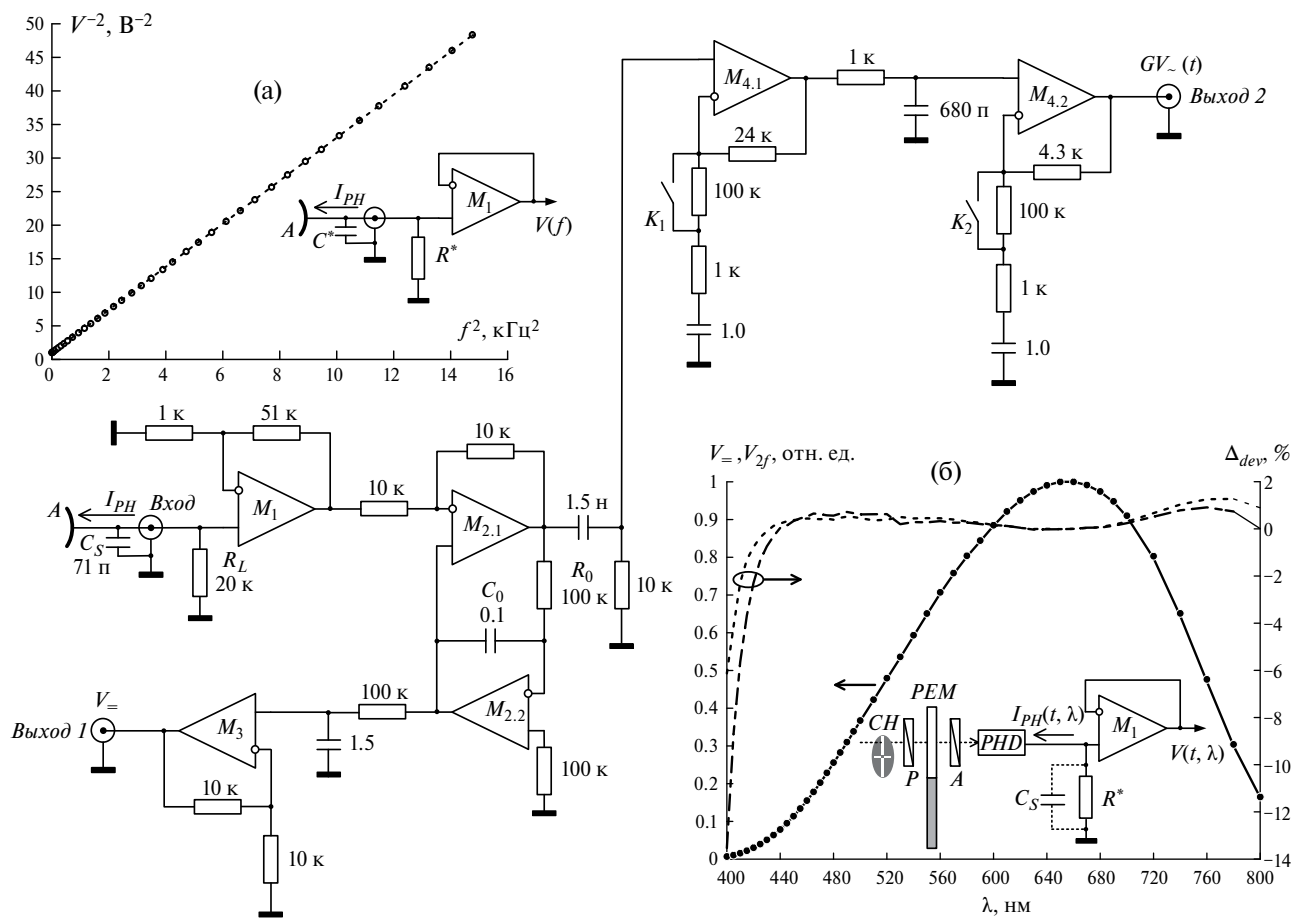


Рис. 1. Принципиальная схема селективного измерителя постоянной и переменной компонент тока ФЭУ при регистрации спектров RMCD: M_1 – AD8675, M_2 , M_4 – AD8672, M_3 – OP97; напряжение питания микросхем $\pm 10\text{ В}$; A – анод ФЭУ; I_{PH} – анодный фототок с указанием направления протекания; C_S – суммарная шунтирующая емкость; K_1 , K_2 – малогабаритные механические переключатели DIP; *Вход*, *Выход 1* и *Выход 2* – BNC-ВЧ-разъемы (гнезда); **а** – схема измерения емкости C_S и линейная регрессия зависимости напряжения V на выходе M_1 от частоты f модулятора SR540 в координатах (V^{-2}, f^2) ; $R^* = 1\text{ МОм}$, $C^* = C_S + 220\text{ пФ}$, штриховая линия – результат регрессии массива данных $V(f)$, $i = 1, \dots, N$, $N = 42$, представленных светлыми кружками; **б** – схема измерения компонент $V_=(\lambda)$ (сплошная кривая) и $V_{2f}(\lambda)$ (точки) полного сигнала с выхода M_1 , обусловленного протеканием фототока через нагрузку $R^* = 20\text{ кОм}$. Зависимости $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ нормированы на максимумы $V_+=0.495\text{ В}$ и $V_{2f}^{\max} \approx 0.234\text{ В}$ соответственно. Штриховая кривая – зависимость отклонения $\Delta_{dev}(\lambda)$. Ток накала $i_{gl} = 9\text{ А}$, напряжение $V_{PMT} \approx -860\text{ В}$, ширина входной/выходной щелей монохроматора $d_{sl} = 0.2\text{ мм}$, частота модуляции $f = 228\text{ Гц}$, амплитуда фазовой задержки $\delta_0 = 0.383\lambda$. Штрихпунктирная кривая – зависимость $\Delta_{dev}(\lambda)$, полученная из измеренных спектров $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ при тех же значениях i_{gl} , V_{PMT} , d_{sl} , f и δ_0 с использованием нагрузки $R^* = 10\text{ кОм}$.

на выходе SR830 при низких частотах амплитудной модуляции света. На рис. 1а представлена линеаризованная зависимость (1), по которой была найдена шунтирующая емкость $C_S \approx 71\text{ пФ}$.

Диапазон выходных фототоков I_{PH} ФЭУ Hamamatsu R374 ограничивается максимальной величиной 100 мкА . Максимальное значение измеряемых фототоков иногда уменьшают примерно до 10 мкА , исходя из условия линейного

режима работы ФЭУ относительно суммарного потока $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ светового излучения: $I_{PH}(\Phi) \approx I_{PH}(\Phi_1) + I_{PH}(\Phi_2)$ [6, 8]. Измерения в режиме стабилизации постоянной составляющей полного сигнала проводятся при еще меньших значениях $I_{PH} \approx 2\text{ мкА}$ [10]. При фазовой модуляции полоса пропускания для схемы измерения переменного фототока колеблется в широких пределах: $f_c = 100\text{ кГц} - 5\text{ МГц}$ [3, 4, 10]. Однако фотоупругий модулятор является узкополосным устройством, работающим

на фиксированной частоте f_{PEM} [11], и демодуляция переменных сигналов осуществляется методом синхронного детектирования с использованием усилителей с полосой пропускания 100 кГц [3]. В связи с этим делать высокочастотный тракт измерителя тока очень широкополосным не имеет смысла.

Для выбора минимального возможного значения частоты среза f_c была использована методика контроля достоверности данных RMCD-спектроскопии [3]. Контроль осуществлялся по упрощенной линейной схеме $CH-P-PEM-A-PHD^2$ (рис. 16). Здесь CH – оптический прерыватель SR540, модулирующий амплитуду светового потока с частотой f_{CH} , PEM – фотоупругий модулятор PEM-100 с оптической головкой I/FS50 ($f_{PEM} = 50$ кГц), P и A – призмы Глана–Тейлора, оси пропускания которых ориентированы соответственно под углами 45° и -45° относительно оптической оси PEM , PHD – ФЭУ Hamamatsu R374 с указанным выше электрическим разъемом. Схема измерения спектральных зависимостей низкочастотной

$$V_=(\lambda) \propto \Phi_\lambda(\lambda) S_{PMT}(\lambda) K(f) \Big|_{f=f_{CH}} \quad (2)$$

и гармонической

$$V_{2f}(\lambda) \propto \Phi_\lambda(\lambda) S_{PMT}(\lambda) K(f) \Big|_{f=2f_{PEM}} \quad (3)$$

(на удвоенной частоте $2f_{PEM}$) компонент полного периодического сигнала $V(\lambda)$ с выхода M_1 аналогична представленной в работе [3]. Здесь $\Phi_\lambda(\lambda)$ – эффективная спектральная плотность светового потока, в которой присутствуют не зависящие от времени t параметры оптической системы, $S_{PMT}(\lambda)$ – спектральная чувствительность ФЭУ, $K(f)$ – АЧХ представленного на рис. 16 преобразователя тока $I_{PH}(\lambda)$ в напряжение $V(\lambda)$ на частотах f_{CH} и $2f_{PEM}$. На этом же рис. 16 приведены нормированные на величины своих максимумов спектральные зависимости компонент $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ полного сигнала $V(\lambda)$ с выхода M_1 при выбранной величине нагрузки $R^* = 20$ кОм, для которой частота среза входного делителя фототока $f_c \approx 112$ кГц. Видно, что нормированные амплитуды $V_=(\lambda)$ (сплошная кривая) и $V_{2f}(\lambda)$ (точки) совпадают, а эффективное относительное отклонение Δ_{dev} (штриховая кривая) отношения этих нормированных сигналов от единицы по абсолютной величине меньше

2% почти во всем диапазоне длин волн λ . Небольшое увеличение отклонения $|\Delta_{dev}|$ вблизи коротковолнового края спектра ($\lambda < 420$ нм) может быть связано как с фоновым излучением [3], так и с “узостью” полосы пропускания входного токового делителя ($f_c \approx f_{PEM}$). Были также выполнены контрольные измерения для нагрузочного сопротивления $R^* = 10$ кОм (f_c 224 кГц). В этом случае наблюдается больший коротковолновый рост отклонения $|\Delta_{dev}|$ (штрихпунктирная кривая), обусловленный повышением порога чувствительности измерительной схемы. Можно заключить, что $K(f_{CH}) \approx K(2f_{PEM})$ во всем диапазоне длин волн. В итоге для выбранного номинала нагрузки $R_L = 20$ кОм получаем коэффициент преобразования входного буферного каскада измерителя по постоянному току порядка 10^6 В/А, что позволяет регистрировать максимальный фототок порядка 10 мкА, находясь в диапазоне линейного режима работы ФЭУ.

Согласно схеме на рис. 1, сигнал $V(t)$ с выхода ОУ M_1 , состоящий из постоянной $V_=(t)$ и переменной $V_-(t)$ компонент³, поступает на вход вычитателя $M_{2,1}$. Отрицательная обратная связь через инвертирующий интегратор $M_{2,2}$ компенсирует составляющую $V_=(t)$ в полном сигнале. При выборе соответствующего значения постоянной интегрирования $\tau_0 = R_0 C_0$ на выходе $M_{2,1}$ будет присутствовать только переменная составляющая $V_1(t) = -V_-(t)$, на выходе $M_{2,2}$ составляющая $V_2(t) = -V_=/2$, а на выходе M_3 – постоянное напряжение $V_=(t)$. Действительно, в общем случае для фурье-образов $F_\omega\{...\}$ сигналов $V(t)$, $V_1(t)$ и $V_2(t)$ справедливы соотношения

$$F_\omega\{V_1(t)\} = -\frac{i\omega\tau_0}{2 + i\omega\tau_0} F_\omega\{V(t)\} \quad (4)$$

$$(\omega = 2\pi f, i = \sqrt{-1}),$$

$$F_\omega\{V_2(t)\} = \frac{F_\omega\{V(t)\}}{2 + i\omega\tau_0}. \quad (5)$$

Из этих соотношений следует, что для ВЧ-сигналов ($\omega\tau_0 \gg 1$) $V_1(t) \approx -V(t)$, $V_2(t) \approx 0$, а для НЧ-сигналов ($\omega\tau_0 \ll 1$) $V_1(t) \approx 0$, $V_2(t) \approx V(t)/2$. При фазовой модуляции первая гармоника ВЧ-сигнала $V_-(t)$ изменяется с фиксированной частотой f_{PEM} . Следовательно, для оценки τ_0

²Присутствующие в схеме фокусирующие линзы из оптического стекла (см. [3]) не показаны.

³ При фазовой модуляции составляющие $V_=(t)$ и $V_-(t)$ – компоненты разложения в ряд Фурье периодического сигнала $V(t)$ [1, 2].

необходимо знать характерный темп изменения $V_{\pm}(t)$. При фиксированном значении λ этот сигнал постоянен, однако при развертке по длине волны он меняется во времени. Для минимизации переходных процессов необходимо отслеживать эти изменения на выходе ОУ $M_{2.2}$. Характерная длина интервала Δt , на котором $V_{\pm}(t)$ существенно меняется, примерно равна половине времени регистрации спектра, приведенного на рис. 16. Тогда характерная скорость изменения амплитуды $V_{\pm}$ на этом интервале $f_{\pm} = V_{\pm}^{-1}(t) \cdot dV_{\pm}(t)/dt \sim 1/\Delta t$ [12]. Время записи спектра примерно 40 мин, а его полуширина укладывается в интервал $\Delta t \approx 23$ мин. В результате получаем $f_{\pm} \sim 7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и $\tau_0 \sim (\pi \sqrt{f_{\pm} \cdot f_{PEM}})^{-1} \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ с}$.

Указанные на схеме (рис. 1) номиналы R_0 и C_0 соответствуют полученной оценке τ_0 . Низкочастотный активный RC-фильтр на основе ОУ M_3 определяет постоянную времени выходного каскада для составляющей $V_{\pm}$, примерно равную 1 с. Такая же постоянная времени обычно устанавливается для синхронного усилителя SR830, используемого для измерений соответствующих гармоник переменного сигнала $V_{\pm}$.

Для переменного сигнала $V_{\pm}$ входным каскадом является активный полосовой RC-фильтр на основе ОУ M_4 с перестраиваемым коэффициентом усиления G по переменному току. Расчет АЧХ-фильтра показал, что его центральная частота f_0 близка к f_{PEM} ($f_0 \approx 49.8 \text{ кГц}$), его коэффициент ослабления на центральной частоте составляет около -0.385 дБ , полоса пропускания равна примерно $9.8\text{--}254.4 \text{ кГц}$. Фильтр устраняет низкочастотные шумы, связанные с дрейфом нуля ОУ, релаксацией темнового тока ФЭУ и фоновым излучением (рассеянным в монохроматоре и в затененном помещении). Фильтр также устраняет высокочастотные сетевые наводки, понижая таким образом порог чувствительности измерительной схемы по переменному сигналу.

4. ВЫЯВЛЕНИЕ ПАРАЗИТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ В ПОЛЕЗНОМ СИГНАЛЕ

Постоянная компонента $V_{\pm}$, наряду с полезным сигналом, пропорциональным интенсивности падающего на ФЭУ монохроматического излучения, также содержит паразитные составляющие V_S , связанные с уже упомянутыми

темновым током ФЭУ со смещением нуля ОУ и с фоновым излучением. Величина темнового тока ФЭУ Hamamatsu R374 лежит в диапазоне 315 нА (что эквивалентно смещению $V_S = 3\text{--}15 \text{ мВ}$ на выходе M_3), она зависит от приложенного рабочего напряжения. Используемые в измерителе ОУ $M_1\text{--}M_3$ обладают малым напряжением смещения нуля (менее 100 мкВ). Вклад фонового излучения обычно снижается тщательным затемнением оптической части RMCD-спектрометра и установкой непосредственно перед входным окном ФЭУ узкополосного светофильтра с высоким пропусканием в области низкой интенсивности монохроматического излучения. Суммарное смещение V_S зависит от ширины щели d_{sl} , тока i_{gl} и напряжения V_{PMT} , причем эти параметры при измерениях RMCD-спектров могут меняться в широких пределах [3]. Следовательно, требуется аттестация RMCD-спектрометра на величину и стабильность паразитного смещения с целью его минимизации и внесения соответствующей поправки в измеренные значения $V_{\pm}$.

Измерения паразитной составляющей V_S в зависимости от ширины щели d_{sl} , тока i_{gl} и напряжения V_{PMT} осуществлялись следующим образом. Из оптического тракта удалялся прерыватель СН, цепь анода ФЭУ подсоединялась к разъему *Вход* измерителя (рис. 1). Постоянная компонента $V_{\pm}$ с разъема *Выход 1* подавалась на вход цифрового мультиметра Keithley 2000. Дисперсионная призма монохроматора устанавливалась в положение, соответствующее выходящему излучению с длиной волны $\lambda_0 = 250 \text{ нм}$. В этом случае фокусирующие линзы из оптического стекла выполняли роль широкополосного фильтра, вырезающего из спектра излучения лампы накаливания область $\lambda < 360 \text{ нм}$. Измерения зависимостей $V_{\pm}(V_{PMT})$ при различных значениях тока лампы i_{gl} и постоянной ширины щели d_{sl} , а также зависимостей $V_{\pm}(d_{sl})$ при постоянных i_{gl} и V_{PMT} выполнялись без анализатора⁴. При этом регистрируемая величина $V_{\pm}$ определяет паразитную составляющую V_S , которая присутствует в процессе измерения спектральной зависимости $V_{\pm}(\lambda)$ при выбранных значениях параметров d_{sl} , i_{gl} и V_{PMT} . На основной части рис. 2 представлены результаты соответствующих измерений. При нулевом напряжении на ФЭУ $V_S \approx 0.5 \text{ мВ}$, т.е. суммарное

⁴Такая схема используется в спектроскопии RMCD [2, 3].

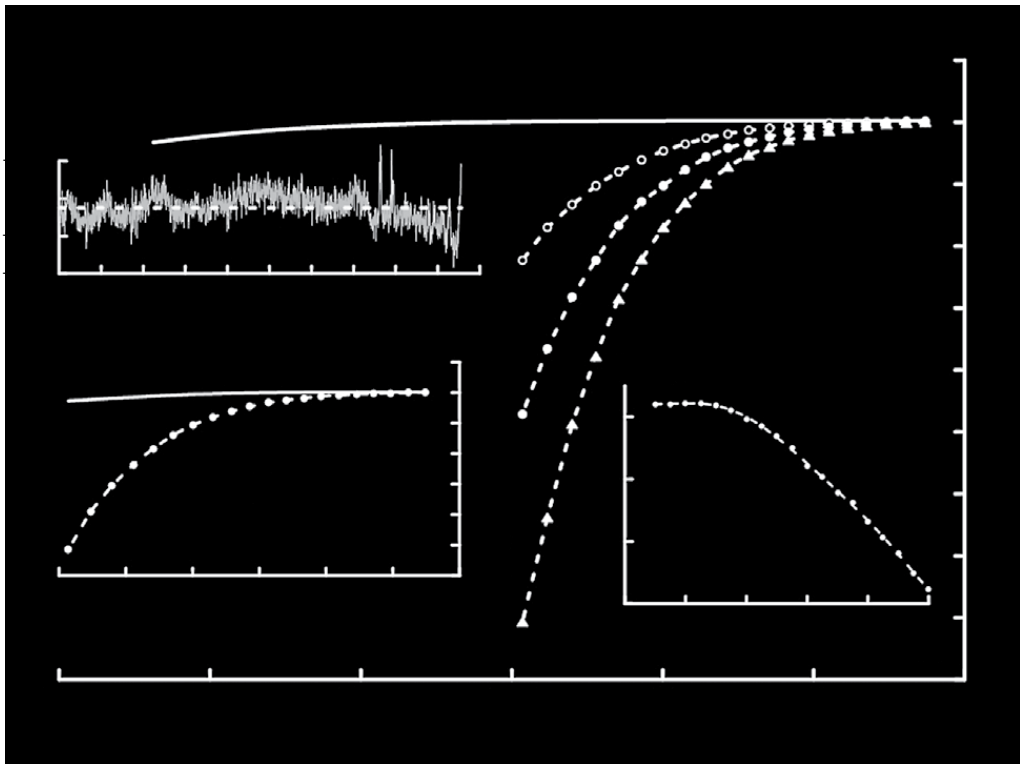


Рис. 2. Паразитное смещение $V_s(V_{PMT})$ при отсутствии (сплошная кривая) и наличии засветки входного окна ФЭУ ($d_{sl} = 0.1$ мм) и различных значениях тока i_{gl} : 7 А (штриховая кривая со светлыми точками); 8 А (штриховая кривая с темными точками); 9 А (штриховая кривая с треугольными символами); **а** — зависимость смещения V_s от ширины d_{sl} при $i_{gl} = 8$ А и $V_{PMT} = -714$ В (точки); штриховая кривая — результат полиномиальной регрессии массива данных, представленных точками; **б** — влияние места расположения светофильтра СС-8 на величину V_s : непосредственно за выходной щелью монохроматора (штриховая кривая с темными точками); непосредственно перед входным окном ФЭУ (сплошная кривая); $i_{gl} = 8$ А, $V_{PMT} = -714$ В, $d_{sl} = 0.5$ мм; **в** — временной дрейф и шумовая дорожка паразитного смещения при $i_{gl} = 8$ А, $V_{PMT} = -714$ В, $d_{sl} = 0.5$ мм. Уровень, отмеченный штриховой линией, соответствует среднему арифметическому значению $\bar{V}_s = -8.42$ мВ (среднее арифметическое отклонение от этого уровня $\delta V_s = 0.02$ мВ).

смещение нуля измерителя мало. При закрытом окне ФЭУ с увеличением V_{PMT} смещение растет, оно достигает максимального значения примерно -6.5 мВ при $V_{PMT} = -1.5$ кВ (т.е. предельный темновой ток ФЭУ около 6.5 нА). Приведенные кривые показывают, что преобладающим источником в суммарном смещении V_s является фоновое излучение. На рис. 2а представлена зависимость смещения V_s от ширины щели d_{sl} . При малых d_{sl} величина V_s практически постоянна, а при $d_{sl} > 0.4$ мм зависимость $V_s(d_{sl})$ суперлинейна. Следовательно, при широких щелях ($d_{sl} \sim 1$ мм) вклад выходящего из монохроматора рассеянного света в величину V_s сравним с вкладом внешней подсветки. При $d_{sl} \leq 0.5$ мм влияние рассеянного в монохроматоре света на величину V_s незначительно (не превышает 10%), см. рис. 2б. Действительно, установка узкополосного отсекающего светофильтра СС-8

($\Delta\lambda = 350\text{--}500$ нм) непосредственно после выходной щели монохроматора не влияет на величину паразитного смещения: при одинаковых токах i_{gl} и различных ширинах d_{sl} зависимости $V_s(V_{PMT})$ на рис. 2 ($d_{sl} = 0.1$ мм) и на рис. 2б ($d_{sl} = 0.5$ мм, штриховые линии с темными точками) практически идентичны. Однако размещение этого светофильтра перед входным окном ФЭУ сужает область значений $V_s(V_{PMT})$ вплоть до величин при полностью закрытом окне. Таким образом, когда $V_s \sim V_{\text{н}}$, метод измерения компоненты $V_{\text{н}}$ на постоянном токе требует внесения соответствующей поправки. В работе [10] коррекция осуществлялась с помощью предварительной регистрации V_s с последующим ее вычитанием из измеренных величин $V_{\text{н}}$. Однако такой подход будет корректным, если в процессе регистрации RMCD-спектров паразитное смещение не меняется. На рис. 2в

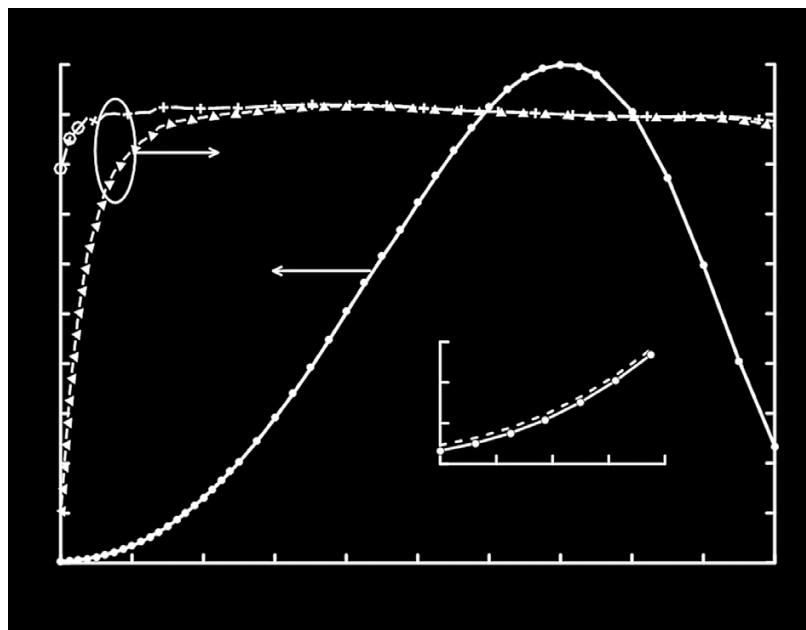


Рис. 3. Спектральные зависимости амплитуд сигналов $V_C(\lambda)$ (сплошная кривая), $V_=(\lambda)$ (штриховая кривая) и $V_{2f}(\lambda)$ (точки), нормированные на свои максимумы $V_C^{\max} \approx -1.681$ В, $V_={\max} \approx -1.683$ В и $V_{2f}^{\max} \approx 0.9$ В соответственно (из-за малости паразитного смещения, $V_s \approx -1.8$ мВ, кривые $V_=(\lambda)$ и $V_C(\lambda)$ совпали). Представлены также зависимости $\Delta_{dev}(\lambda) = (V_{2f}(\lambda)/V_C(\lambda))(V_C^{\max}/V_{2f}^{\max}) - 1$ (штриховая кривая с крестиками) и $\Delta_{dev}(\lambda) = (V_{2f}(\lambda)/V_=(\lambda))(V_={\max}/V_{2f}^{\max}) - 1$ (штриховая кривая с треугольниками). Ток накала $i_{gl} = 7$ А, напряжение $V_{PMT} = -716$ В, ширина $d_{sl} = 0.15$ мм, $\delta_0 = 0.383$. На вставке показан начальный участок спектров $V_C(\lambda)$, $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$.

представлены временной дрейф смещения V_s и его шумовая дорожка. Видно, что во временном интервале, сравнимом со временем проведения измерений, изменение V_s относительно его среднего уровня (штриховая линия) мало. Следовательно, такой подход обоснован.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИЗМЕРИТЕЛЯ

Тестирование токового измерителя с целью выявления возможности его использования в составе RMCD-спектрометра осуществлялось по методике контроля достоверности данных RMCD-спектроскопии [3]. Для этого оптическая часть RMCD-спектрометра была тщательно затемнена. В нее был возвращен анализатор, а разъем Выход 2 измерителя (рис. 1) был присоединен ко входу усилителя SR830, для которого опорные импульсы с частотой следования 100 кГц вырабатывались контроллером РЕМ-100. Перед измерением зависимостей $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$ при выбранных значениях параметров $d_{sl} = 0.15$ мм, $i_{gl} = 7$ А, $V_{PMT} = -716$ В и амплитуде фазовой задержки $\delta_0 = 0.383$ определялась суммарная паразитная составляющая V_s путем многократного измерения сигнала $V_=(\lambda)$ для $\lambda = 250$ нм.

Усреднение по множеству измеренных значений $V_=(\lambda)$ дало величину около -1.8 мВ, которая определяет паразитную составляющую V_s .

Затем в области длин волн 400–800 нм измерялись спектральные зависимости сигналов $V_=(\lambda)$ и $V_{2f}(\lambda)$.⁵ По окончании измерений из массива данных $V_=(\lambda_i)$ формировался скорректированный массив $V_C(\lambda_i) = V_=(\lambda_i) - V_s$. Результаты измерений приведены на рис. 3. Видно, что нормированные на величины своих максимумов амплитуды $V_C(\lambda)$ (сплошная кривая) и $V_{2f}(\lambda)$ (точки) совпадают, а абсолютная величина эффективного относительного отклонения Δ_{dev} отношения нормированных сигналов от единицы (штриховая кривая с крестиками) не превышает 1% во всем диапазоне длин волн за исключением отмеченных кружками трех крайних символов с $\lambda \leq 410$ нм. Здесь же представлены исходная спектральная зависимость $V_=(\lambda)$ (штриховая кривая) и соответствующее ей отклонение Δ_{dev} (штриховая кривая с треугольниками). Для крайней левой точки спектральной кривой $V_=(\lambda)$ ($\lambda = 400$ нм), отвечающей минимальному значению полезного сигнала, отношение

⁵Измерение гармонической компоненты V_{2f} проводилось при разомкнутых переключателях K_1 и K_2 , рис. 1.

Таблица 1. Коэффициенты преобразования по переменному току $|Z(f)|$

Частота, кГц	$ Z $ в зависимости от состояния переключателей K_1/K_2 , В/А (приблизительные значения)			
	OFF/OFF	OFF/ON	ON/OFF	ON/ON
50	$1.3 \cdot 10^6$	$6.7 \cdot 10^6$	$2.6 \cdot 10^7$	$1.4 \cdot 10^8$
100	$1.3 \cdot 10^6$	$6.6 \cdot 10^6$	$2.6 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^8$

$V_-/V_S \approx 2$. Видно, что с ростом величины этого отношения абсолютное значение относительного отклонения резко уменьшается. Данное обстоятельство определяет критерий выбора диапазона сканирования по длинам волн. При заданных значениях параметров d_{sl} , i_{gl} , V_{PMT} и δ_0 в рабочем интервале длин волн постоянная компонента V_- должна превышать паразитное смещение в несколько раз.

В табл. 1 приведены коэффициенты преобразования по переменному току $|Z(f)|$ для частот f_{PEM} и $2f_{PEM}$ при различных состояниях переключателей K_1 и K_2 : разомкнутое (OFF) / замкнутое (ON).

Коэффициенты определялись следующим образом. С выхода “SINE OUT” внутреннего генератора усилителя SR830 синусоидальный сигнал требуемой частоты с амплитудой V_0 (действующее значение) подавался на вход измерителя через делитель напряжения. Верхним плечом делителя являлось балластное сопротивление $R_B = 10$ МОм, а нижним плечом – эквивалентная шунтирующая емкость $C = 62$ пФ. Разъем Выход 2 измерителя (рис. 1) был присоединен к входу усилителя SR830, опорные импульсы для которого вырабатывались внутренним генератором. Для заданной частоты f и фиксированного состояния K_1 и K_2 с учетом входной емкости C_{IN} ОУ M_1 ($C_S \approx C + C_{IN}$) коэффициент преобразования рассчитывался по формуле

$$|Z_-(f)| = (R_B + R_L) \frac{V_e}{V_0} \sqrt{\frac{1 + (2\pi f R_B \parallel R_L C_S)^2}{1 + (2\pi f R_L C_S)^2}} \approx$$

$$\approx R_B \frac{V_e}{V_0}, \quad R_B \parallel R_L = \frac{R_B R_L}{R_B + R_L}, \quad (6)$$

где V_e – амплитуда (действующее значение) выходного сигнала SR830. При подаче на вход измерителя через этот же делитель постоянного напряжения V_c и измерении на разъеме Выход 1 мультиметром Keithley 2000 отклика V_r был

вычислен коэффициент преобразования по постоянному току $R \approx R_B V_r / V_c \approx 1.1 \cdot 10^6$ В/А.

6. RMCD-СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛЕНКИ GAMNAS

С использованием селективного измерителя в составе RMCD-спектрометра [3] были выполнены тестовые измерения спектра магнитного кругового дихроизма пленки GaMnAs толщиной 130 нм, выращенной на подложке GaAs(100). Относительно слабый при комнатной температуре магнитооптический отклик этого образца обусловлен присутствием в полупроводниковой матрице ферромагнитных нанокластеров MnAs (температура Кюри около 320 К) [14]. Измерения проводились в автоматическом режиме в диапазоне длин волн 400–800 нм при комнатной температуре. Исследуемый образец размещался в центре грани SmCo-магнита, представляющего собой куб с длиной ребра 35 мм, для которой вектор магнитной индукции $\mathbf{B}_0$ направлен нормально ($|\mathbf{B}_0| \approx 5.67$ кГс) [3]. Из оптической части спектрометра был удален анализатор. Процедура регистрации паразитной составляющей V_S и спектральных зависимостей постоянных сигналов $V_-(\lambda)$ и $V_c(\lambda)$ аналогична описанной выше, а гармоническая компонента $V_f(\lambda)$ (на частоте фазовой модуляции f_{PEM}) находилась из экспериментальных данных по следующему алгоритму. В заданном диапазоне сканирования по длинам волн с помощью двухфазного синхронного усилителя SR830 измерялись амплитуда $V_R(\lambda) = \sqrt{V_X^2(\lambda) + V_Y^2(\lambda)}$ полного сигнала и фазовый сдвиг $\Delta\theta(\lambda)$, причем перед измерениями осуществлялась автоматическая установка фазы. Здесь V_X и V_Y – синфазная и квадратурная составляющие вектора исследуемого сигнала по отношению к опорному соответственно [15].

На частотах f_{PEM} и $2f_{PEM}$ инерционность ФЭУ пренебрежимо мала во всем диапазоне длин волн. В этом случае спектральная зависимость

$\Delta\theta(\lambda)$ примерно постоянна, если во всем исследуемом диапазоне длин волн полярность эффекта RMCD не меняется. Значительное изменение зависимости $\Delta\theta(\lambda)$ будет наблюдаться вблизи длин волн, где происходит смена полярности эффекта. Тогда гармоническую компоненту $V_f(\lambda)$ можно определить из экспериментальных зависимостей $V_R(\lambda)$ и $\Delta\theta(\lambda)$ по формуле

$$V_f(\lambda) = V_R(\lambda) \cos[\Delta\theta(\lambda) - \Delta\theta_0], \quad (7)$$

где $\Delta\theta_0 \approx 62^\circ$ – постоянный сдвиг фаз, вносимый электронной схемой селективного измерителя [15]. Предварительный эксперимент показал, что в области длин волн, где полярность RMCD положительна, $\Delta\theta(\lambda) \approx \Delta\theta_0$ и $V_f(\lambda) = V_R(\lambda)$.

На рис. 4 представлена зависимость величины сигнала RMCD $V_f(\lambda)/V_C(\lambda)$ от длины волны света для тестового образца GaMnAs. Наблюдается качественное согласие RMCD-спектра с опубликованным спектром экваториального эффекта Керра (ТКЕ, transverse Kerr effect) пленки GaMnAs [14] в совпадающих спектральных диапазонах. Сигналы в RMCD- и ТКЕ-спектрах близки по величине, в каждом из спектров наблюдается смена полярности эффекта, а спектральные особенности локализованы при близких длинах волн. Эти данные свидетельствуют о корректности применения алгоритма для нахождения компоненты $V_f(\lambda)$ из экспериментальных спектральных зависимостей $V_R(\lambda)$ и $\Delta\theta(\lambda)$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты тестовых испытаний представленного селективного измерителя токов ФЭУ и приведенный пример его использования в RMCD-спектроскопии демонстрируют высокую эффективность измерительной схемы. Величина $\Delta_{dev} \sim 1\%$ для скорректированной компоненты $V_{\pm}$ свидетельствует о том, что спектральная зависимость отношения $V_f(\lambda)/V_C(\lambda)$ определяет спектр RMCD [3]. На базе измерителя несложно также реализовать весьма популярный режим $V_{\pm} = \text{const}$ [10], который осуществляется соответствующей подстройкой напряжения V_{PMT} . При этом в условиях, отвечающих соотношению $|V_{\pm}| \gg |V_S|$, паразитную составляющую можно не учитывать, однако $V_{\pm} \sim V_S$ в области спектра, отвечающей малой интенсивности падающего монохроматического

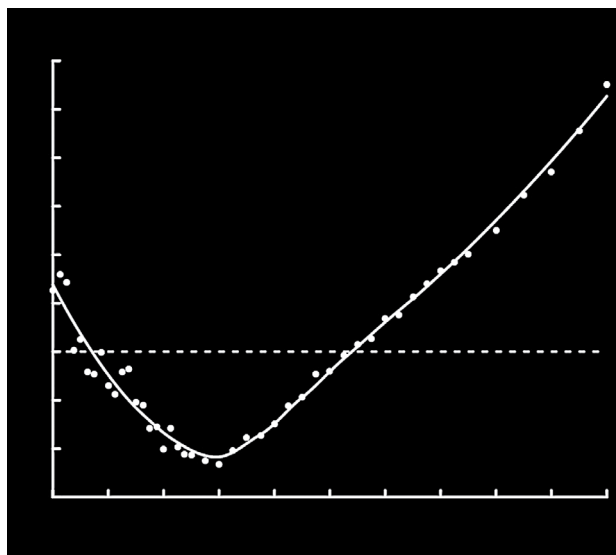


Рис. 4. Спектр RMCD(λ) пленки GaMnAs. Точки – зависимость отношения V_f/V_C от длины волны, сплошная кривая – результат полиномиальной регрессии массива данных, представленных точками. Штриховая линия разделяет области различной полярности RMCD. Большой разброс значений сигнала RMCD в коротковолновой области спектра обусловлен низкой интенсивностью монохроматического света. Ток накала $i_{gl} = 8.4$ А, напряжение $V_{PMT} = -688$ В, ширина $d_{sl} = 0.2$ мм, $\delta_0 = 0.293$. Коэффициент преобразования по переменному току $|Z_{\pm}(f)| \cdot 1.3 \cdot 10^6$.

излучения. В этом случае режим $V_{\pm} = \text{const}$ малоэффективен, поскольку изменение напряжения V_{PMT} изменяет смещение V_S (см. рис. 2). Для коррекции малого сигнала $V_{\pm}$ необходимо фиксировать эти изменения, что сильно усложняет эксперимент.

Отметим, что если фаза гармонической компоненты $V_f(\lambda)$ нестабильна, то автоматическая установка фазы усилителя SR830 прерывается. Такая ситуация может наблюдаться при измерении токов ФЭУ с помощью преобразователя ток–напряжение [3] из-за нестабильности этой схемы измерений (см. выше). Предлагаемый селективный измеритель лишен этого недостатка, что подтверждается малыми значениями Δ_{dev} (по сравнению с данными в работе [3]) и регистрацией контрольного спектра RMCD(λ) пленки GaMnAs с малой величиной сигнала и сменной полярности RMCD.

Разработанная схема селективного измерителя компонент полного тока ФЭУ по своим параметрам не уступает известным промышленным

реализациям компании Hamamatsu [9]. Описанный измеритель может использоваться в различных методиках поляризационной спектроскопии, использующих метод фазовой модуляции поляризованной световой волны с помощью фотоупругого модулятора [13]. Тестовые измерения показали, что основным источником в суммарном паразитном смещении V_S является “световое загрязнение”, которое следует минимизировать тщательным затемнением оптической части RMCD-спектрометра. В коротковолновой области спектра при малых интенсивностях полезного светового сигнала вклад излучения, рассеянного в монохроматоре, можно существенно уменьшить установкой отсекающего светофильтра непосредственно перед входным окном ФЭУ.

В данной работе тестовые измерения и запись контрольного RMCD-спектра выполнены в спектральном диапазоне 400–800 нм, ограниченном использованной стеклянной оптикой и областью чувствительности ФЭУ. Расширить спектральный диапазон в коротковолновую область позволяет использование соответствующей оптики (например, из кварцевого стекла), а в качестве источника излучения — ксеноновой или дейтериевой лампы [10]. Расширение рабочего диапазона в длинноволновую область требует высокочастотных ИК-приемников излучения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sato K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1981. V. 20. № 12. P. 2403. <https://doi.org/10.1143/JJAP.20.2403>

2. Martens J.W.D., Peeters W.L., Nederpel P.Q.J., Erman M. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 4. P. 1100. <https://doi.org/10.1063/1.333199>
3. Маркин Ю.В., Кунькова З.Э. // ПТЭ. 2023. № 6. С. 74. <https://doi.org/10.31857/S0032816223040031>
4. Oakberg T.C., Bryan A.J. // Proc. SPIE. 2002. V. 4819. P. 98. <https://doi.org/10.1117/12.450859>
5. Drake A.F. // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1986. V. 19. № 3. P. 170. <https://doi.org/10.1088/0022-3735/19/3/002>
6. Photomultiplier Tubes. Basics and Applications. Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Division, 2006.
7. Greeuw G., Hillen M.W., Köhnke G. H. P. // Rev. Sci. Instrum. 1982. V. 53. № 9. P. 1452. <https://doi.org/10.1063/1.1137195>
8. Hädener K., Bergamasco S., Calzaferri G. // Rev. Sci. Instrum. 1988. V. 59. № 9. P. 1924. <https://doi.org/10.1063/1.1140052> по ссылке
9. Photomultiplier Tubes. Photomultiplier Tubes and Related Products. Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Division, 2010.
10. Van Drent W.P., Suzuki T. // J. Magn. Magn. Mater. 1997. V. 175. № 1-2. P. 53. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(97\)00227-8](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(97)00227-8)
11. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970.
12. Мигдал А.Б. Качественные методы в квантовой теории. М.: Наука, 1975.
13. Hips K.W., Crosby G.A. // J. Phys. Chem. 1979. V. 83. № 5. P. 555. <https://doi.org/10.1021/j100468a001>
14. Ganʹshina E.A., Golik L.L., Kovalev V.I., Kunkova Z.E., Temiryazeva M.P., Danilov Yu.A., Vikhrova O.V., Zvonkov B.N., Rubacheva A.D., Tcherbak P.N., Vinogradov A.N. // Sol. St. Phenomena. 2010. V. 168-169. P. 35. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.168-169.35>
15. Libbrecht K.G., Black E.D., Hirata C.M. // Am. J. Phys. 2003. V. 71. № 11. P. 1208. <https://doi.org/10.1119/1.1579497>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 534.613

МЕТОД ОПТОАКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ИССЛЕДОВАНИИ СУПРАМОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ КУКУРБИТУРИЛОВ

© 2024 г. И. В. Крюков^{а, *}, О. А. Сапожников^б, Д. А. Иванов^а, Н. Х. Петров^{а, с}

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^бМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

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

*e-mail: igor.v.kryukov@gmail.com

Поступила в редакцию 16.11.2023 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 12.06.2024 г.

Работа посвящена оптоакустическому исследованию особенностей поглощения лазерного излучения в водном растворе комплекса включения стирилового красителя в кукурбитуриле. Исследования проводились на экспериментальной установке, где в качестве лазера накачки использовался фемтосекундный регенеративный усилитель на хром-форстерите (Cr:F). Использовалась третья гармоника излучения с длиной волны 420 нм и длительностью импульсов 130 фс. Оптоакустическая генерация проводилась в кварцевой кювете с исследуемым раствором, а приемником акустического сигнала являлась плоская пьезокерамическая пластина с резонансной частотой 1 МГц. Сравнивались оптоакустические сигналы в растворе чистого стирилового красителя Кр.1 и того же красителя при наличии комплексов с кукурбитурилом. Показано, что при одинаковой оптической плотности растворов комплексообразование приводило к более чем двукратному снижению оптоакустического отклика.

DOI: 10.31857/S0032816224040197 EDN: NYAXXZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Безызлучательная релаксация электронно-возбужденных состояний хромофоров в растворах, возникающая после их облучения лазерным излучением, приводит к высвобождению энергии в виде тепла, что может быть причиной фотоакустического (оптоакустического) эффекта, т.е. генерации звука в результате поглощения света. При низких уровнях тепловыделения основной причиной указанного эффекта является тепловое расширение среды. В области тепловыделения возникает скачок давления, который сопровождается генерацией акустической

волны [1]. Эта волна распространяется в образце со скоростью звука, она может быть зарегистрирована на некотором удалении от исследуемой области тепловыделения. В общем случае лишь часть поглощенной световой энергии выделяется в виде тепла. Другая часть энергии фотовозбужденных молекул тратится на их химические превращения или переизлучается в виде света (флуоресценция). Поскольку оптоакустический сигнал обусловлен лишь тепловым механизмом, он позволяет проводить исследования особенностей энерговыделения в среде. Соответствующий метод оптоакустической спектроскопии (ОАС) оказался эффективным инструментом

при изучении, например, фотопереноса электрона в донорно-акцепторных системах разной природы как дополнительный к методам оптической спектроскопии [2].

В последнее время в химической физике возник большой интерес к супрамолекулярным системам на основе кукурбитурилов – наноразмерных бочкообразных контейнеров [3]. Кукурбит[n]урилы (CB[n]) являются полыми макроциклическими кавитандами, состоящими из n гликольурильных звеньев (обычно $n = 5–8$), связанных парами метиленовых групп. Эти молекулы получили свое название от латинского слова *cucurbitus*, что в переводе означает тыква. В торцах молекул кукурбитурильного ряда, обрамляя входы (порталы) в полость, находятся атомы кислорода карбонильных групп, несущие частичный отрицательный заряд. Эта особенность строения способствует связыванию кукурбитурилами относительно небольших органических катионов, что приводит к образованию устойчивых комплексов включения типа “гость-хозяин”.

Инкапсулирование молекулы “гостя” в полость кукурбитурила приводит, как правило, к значительным изменениям фотофизических свойств “гостя”, в частности, к увеличению интенсивности флуоресценции [4]. Интересным классом молекул-гостей являются стироловые красители, особенностью которых является то, что они представляют собой внутримолекулярные донорно-акцепторные системы $A^+ - \pi - D$, где пиридиновое звено A^+ является акцептором электронов, а стироловый хвост D – донором, при этом они связаны

π -электронно-сопряженным мостиком. Положительный заряд, который в основном состоянии локализован на акцепторной пиридиновой группе, при возбуждении перемещается в сторону донорной диметиланилино-группы. Процесс образования комплекса включения между стироловыми красителями и кукурбитурилами был достаточно хорошо исследован методами оптической спектроскопии (см., например, обзор [5]).

В данном сообщении приводится описание экспериментальной установки для исследования методом ОАС безызлучательной релаксации электронно-возбужденных состояний комплексов “гость-хозяин” и продемонстрирована ее работоспособность на примере изучения оптоакустического сигнала, возникающего в водном растворе стиролового красителя перхлората 4-[(Е)-2-(3,4-диметоксифенил)этил]-1-этилпиридиния (Кр.1) и его комплексов включения с кукурбит[7]урилом при концентрации раствора $2.5 \cdot 10^{-5}$ моль/л. Для получения комплексов в раствор красителя Кр.1 добавлялся 1 экв. кукурбит[7]урила, что с учетом высокой константы связывания ($K \approx 10^6$ л/моль) приводило к практически полному связыванию красителя в комплексы.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве лазера накачки использовался регенеративный усилитель на хром-форстерите (Cr:F). Усилитель генерирует фемтосекундные импульсы на длине

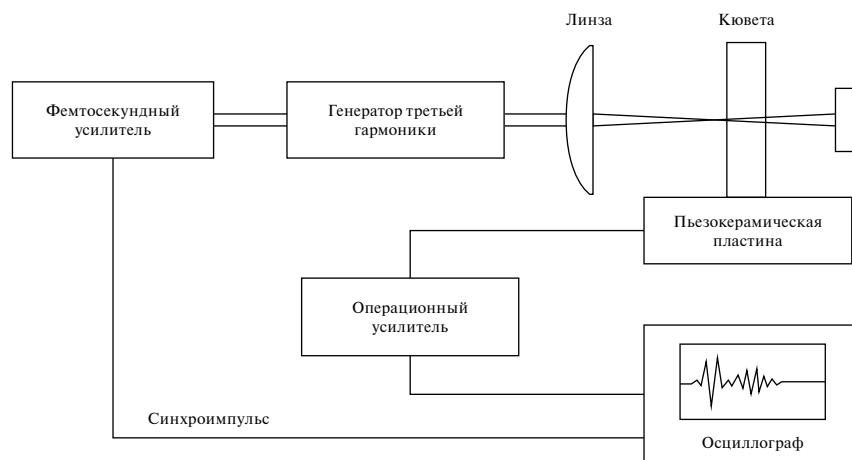


Рис. 1. Блок-схема установки для измерений амплитуды акустической волны.

волны 1260 нм с энергией 350 мкДж, длительностью импульсов 130 фс и частотой следования 100 Гц. Для генерации акустической волны использовалось излучение третьей гармоники на длине волны 420 нм с энергией в импульсе 40 мкДж и длительность импульса около 250 фс.

Излучение третьей гармоники на выходе генератора имело вид круглого пучка диаметром 4 мм. Лазерный пучок далее фокусировался цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 250 мм и направлялся в кварцевую кювету высотой 45 мм с внутренним поперечным размером 10×10 мм². Кювета заполнялась исследуемым раствором и располагалась на некотором удалении от фокуса цилиндрической линзы, чтобы избежать нелинейных и термических эффектов. Цилиндрическая линза использовалась с целью создания в образце области тепловыделения в виде широкой, но не очень толстой области для минимизации дифракционной расходимости акустического сигнала. Облучаемая лазерным излучением область раствора в итоге имела ширину около 4 мм, толщину (высоту) около 2 мм, а ее длина соответствовала ширине кюветы 10 мм. В процессе измерений с разными растворами все части установки оставались в том же положении, а оптическая плотность растворов выбиралась одинаковой, чтобы обеспечить для разных образцов равные условия для генерации оптоакустических сигналов.

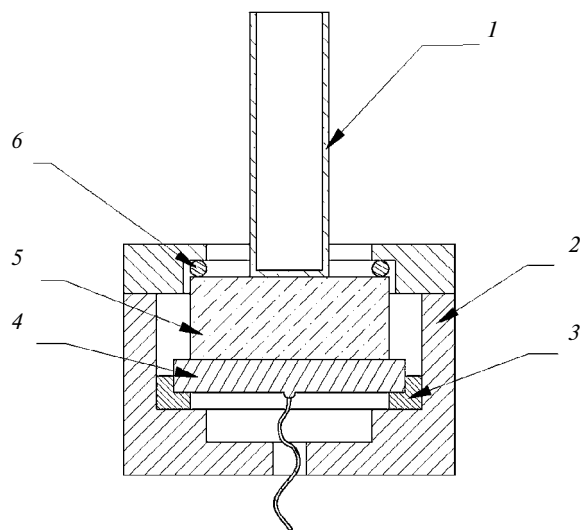


Рис. 2. Схема узла пьезодатчика: 1 — кварцевая кювета, 2 — корпус, 3 — тефлоновая прокладка, 4 — керамический пьезоэлектрический преобразователь, 5 — кварцевая пластина, 6 — резиновая прокладка.

Акустическая волна регистрировалась с помощью пьезоэлектрического преобразователя, изготовленного на основе круглой пластинки из пьезокерамики ЦТС-19. Пластина имела диаметр 30 мм и толщину 2 мм. Отклик пластинки на принимаемый акустический сигнал имел резонансный характер. Соответствующий толщинный резонанс имел частоту около 1 МГц. Конструкция этого узла представлена на рис. 2.

Для минимизации электромагнитных наводок пьезоэлектрическая пластина была установлена в латунном корпусе. Для удобства фиксации кюветы с исследуемым раствором и обеспечения повторяемости акустического контакта использовалась промежуточная кварцевая круглая плоскопараллельная пластина диаметром 25 мм и толщиной 10 мм. Посредством резиновой прокладки указанная кварцевая пластина плотно прижималась к пьезопластине, смоченной контактной жидкостью — вазелиновым маслом. Контактная жидкость использовалась для устранения воздушной прослойки, препятствующей прохождению акустического сигнала — т.е. для обеспечения акустического контакта. Кювета с образцом устанавливалась на кварцевую пластину также с использованием прижима через слой контактной жидкости.

Оценка величины оптоакустического сигнала может быть сделана в одномерном приближении. Пусть E_0 — энергия лазерного импульса, α — показатель поглощения света. По мере затухания в среде энергия импульса уменьшается по закону Бугера $E = E_0 e^{-\alpha l}$, где l — пройденное светом расстояние. В случае, когда затухание света полностью обусловлено его поглощением (диссипацией), величина α пропорциональна оптической плотности $D = \lg(E_{in}/E_{out}) \approx 0.434\alpha l$, где $E_{in} = E_0$, $E_{out} = E_0 e^{-\alpha l}$ — энергия света на входе и выходе исследуемого образца. В общем случае коэффициент поглощения отвечает лишь за тепловую часть потерь, описываемых оптической плотностью. Пусть h и w — высота и ширина слоя, в котором происходит поглощение света. Для прироста температуры можно приближенно принять, что количество теплоты, равное $Q = E_{in} - E_{out} = E_0(1 - e^{-\alpha l}) \approx \alpha l E_0$, выделяется в объеме $V = l \times h \times w$. Если c_p и ρ — теплоемкость единицы массы и плотность жидкости, то прирост температуры можно оценить как $\Delta T = Q/(\rho c_p V) \approx \alpha E_0/(\rho c_p h w)$. Соответствующий

скачок давления может быть оценен как $\Delta p = \rho c^2 \beta \Delta T$, где c — скорость звука, β — коэффициент теплового расширения [1]. Поскольку акустическое возмущение имеет вид двух волн, распространяющихся в разные стороны от области возбуждения, в направлении пьезоприемника распространяется акустический импульс длительностью $\tau = h/c$ и амплитудой давления $p_{\max} = \Delta p/2$. Выписанная формула для амплитуды акустического давления

$$p_{\max} = E_0 \frac{\beta c^2}{2 h w c_p} \quad (1)$$

является основой для проведения оптоакустической диагностики исследуемой среды. Важно отметить, что $p_{\max} \sim \alpha E_0$, т.е. амплитуда оптоакустического сигнала пропорциональна как энергии лазерного импульса, так и коэффициенту поглощения (той части коэффициента затухания, которая отвечает за тепловыделение). Сделаем оценки применительно к проведенному эксперименту: $D = 0.55$, $\alpha = 127 \text{ м}^{-1}$, $E_0 = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж}$, $\beta = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$, $c = 1500 \text{ м/с}$, $c_p = 4200 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $h = 0.002 \text{ м}$, $w = 0.004 \text{ м}$. Формула (1) при этом дает следующую величину: $p_{\max} \approx 20 \text{ Па}$. Длительность импульса при этом равна $\tau = h/c \approx 1.3 \text{ мкс}$.

При падении на приемник волны с акустическим давлением p на обкладках пьезопластины возникают заряды и генерируется электрическое напряжение U . В силу резонансного характера отклика под действием падающего акустического импульса возникает импульс

электрического напряжения в виде затухающей синусоиды. Оценка пикового напряжения может быть сделана на основе одномерной модели пьезоэлектрического преобразователя [6]: $U/p \approx k_T / (f_{\text{res}} \sqrt{\epsilon \epsilon_0 \rho_*})$. Здесь k_T — коэффициент электромеханической связи, f_{res} — частота механического резонанса, ϵ — диэлектрическая проницаемость пьезокерамики, $\epsilon_0 = 8.85 \text{ пФ/м}$, ρ_* — плотность пьезокерамики. Подставляя параметры используемой пьезопластины $k_T = 0.44$, $f_{\text{res}} = 1 \text{ МГц}$, $\epsilon = 935$, $\rho_* = 7330 \text{ кг/м}^3$ [7], получим $U/p \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ В/Па}$. Для $p_{\max} \approx 20 \text{ Па}$ соответствующий электрический сигнал составляет около 1 мВ. В реальности сигнал испытывает дополнительное ослабление из-за дифракционной расходимости и отражения от дна кюветы. Проведенная оценка позволяет сделать вывод о том, что сигнал может быть зарегистрирован простыми средствами, однако желательно использовать дополнительное усиление и предпринять меры по снижению уровня шумов.

Для улучшения отношения сигнал/шум был разработан операционный усилитель с коэффициентом усиления 100 и полосой пропускания от 0 до 10 МГц. Принципиальная схема операционного усилителя представлена на рис. 3.

Для регистрации и усреднения импульсов использовался осциллограф Rohde & Schwarz HMO1202, который синхронизовался импульсами, управляющими электрооптическим затвором Поккельса в регенеративном усилителе. В измерениях использовалось усреднение по 128 импульсам. Данные с осциллографа

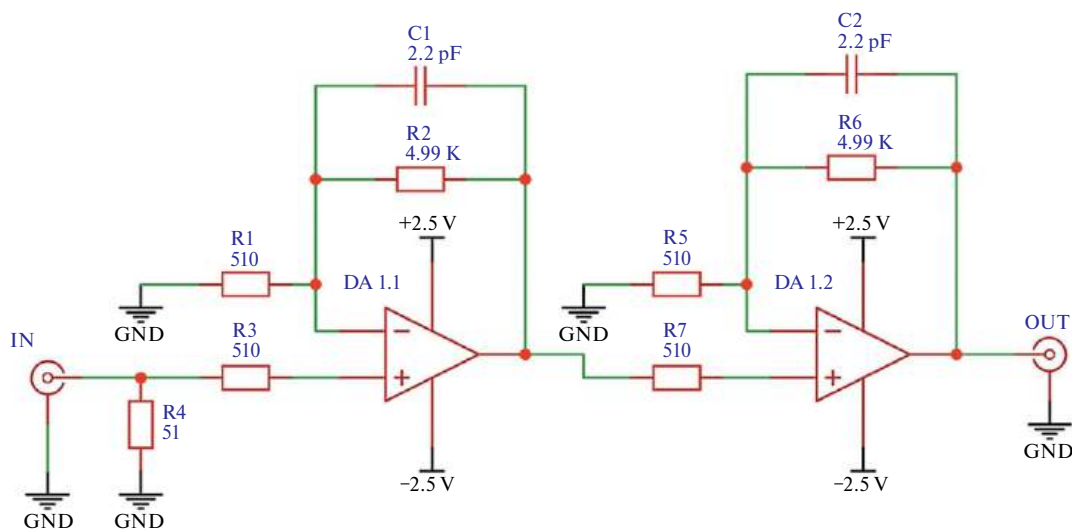


Рис. 3. Схема операционного усилителя.

записывались на флеш-карту с последующей обработкой на компьютере. Типичный оптоакустический сигнал представлен на рис. 4. Перед приходом основного сигнала наблюдается наводка, возникающая предположительно из-за электрооптического затвора Поккельса, который управляет работой регенеративного усилителя.

Амплитуда акустического сигнала, генерируемого непосредственно пьезоэлектрической пластиной, не превышала 0.2 мВ. Спектральный анализ показал, что полезный сигнал находится в диапазоне частот от 0 до 2 МГц, что объясняется резонансным характером пьезоприемника. Чтобы уменьшить уровень шумов, мы провели низкочастотную фильтрацию сигнала с отсечением частот выше 2.3 МГц и вычли сигнал наводки.

Как видно на рис. 4, оптоакустический сигнал представлял собой импульс с четко выраженным фронтом, за которым следовал сигнал в виде квазисинусоидального отклика с нестационарной огибающей. Как отмечалось выше, такой характер сигнала был обусловлен резонансным откликом пьезоприемника. Отметим, что, наряду с первым (самым сильным) сигналом, видны последующие всплески, которые возникают из-за прихода различных переотражений в акустическом тракте. Однако они не являются помехой для проведения измерений, поскольку приходят позже основного

импульса. В силу линейности пьезоэлектрического преобразователя пиковое значение напряжения в первом импульсе пропорционально амплитуде сигнала акустического давления и поэтому оно может быть использовано в качестве информативного параметра. Исходя из этого, в качестве экспериментально измеряемой величины мы выбрали размах первого импульса $U_{p-p} = U_{\max} - U_{\min}$ (peak-to-peak value) [8], а в качестве оценки ошибки измерения использовали размах паразитного шума на участке от 0 до 4 мкс, в котором акустический сигнал заведомо не достигал пьезодатчика.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как отмечалось выше, в одномерном приближении выражение для пикового давления в акустическом импульсе представляется в виде формулы (1). В реальности сигнал испытывает ослабление на пути от области генерации к пьезоприемнику. Однако общая закономерность в виде линейной связи $p_{\max} \sim \alpha E_0$ при этом сохраняется. Поэтому при анализе экспериментальных данных можно исходить из линейной зависимости вида

$$U_{p-p} = K\alpha E_0, \quad (2)$$

где K — инструментальный фактор, учитывающий свойства растворителя и геометрические параметры установки, E_0 — энергия лазерного импульса, α — коэффициент поглощения. Отметим, что параметр K трудно рассчитать количественно, поэтому при сравнительных измерениях в разных растворах важно поддерживать его одинаковым. В частности, при высокой оптической плотности он начинает от нее зависеть, т.е. необходимо так подбирать концентрацию растворов, чтобы оптическая плотность сравниваемых растворов была одной и той же.

На рис. 5 показана амплитуда оптоакустического сигнала U_{p-p} для чистого стирлового красителя Кр.1 и того же красителя при наличии комплекса с кукурбитурилом СВ[7]. Для обеспечения одинаковости инструментального фактора K путем подбора концентрации красителя задавалась одинаковая оптическая плотность образцов $D = 0.55$. При этом значение концентрации для чистого стирлового красителя Кр.1 составляло $C = 5 \cdot 10^{-5}$ моль/л, а для красителя с комплексом — $C = 2.5 \cdot 10^{-5}$ моль/л. Примечательно, что при введении комплекса

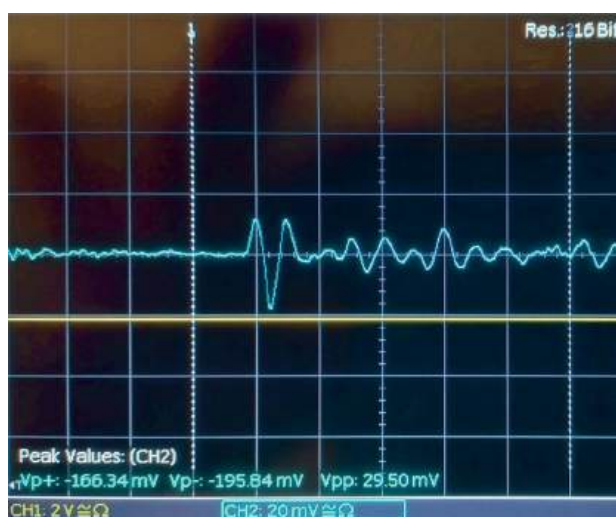


Рис. 4. Типичный сигнал пьезоэлектрического приемника в оптоакустическом режиме на экране осциллографа.

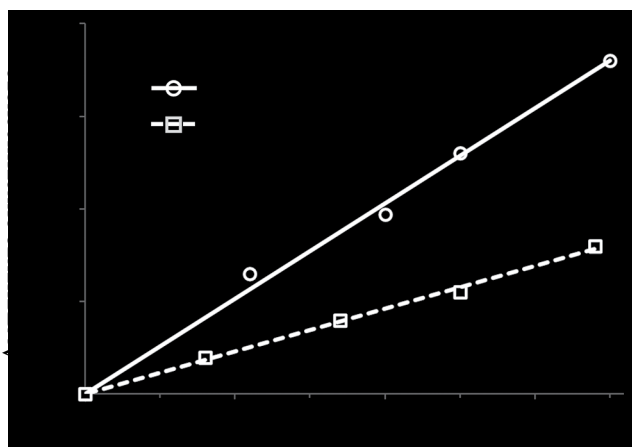


Рис. 5. Амплитуда оптоакустического сигнала U_{p-p} для чистого стирилового красителя Кр. 1 и того же красителя при наличии комплекса с кукурбитурилом СВ [7].

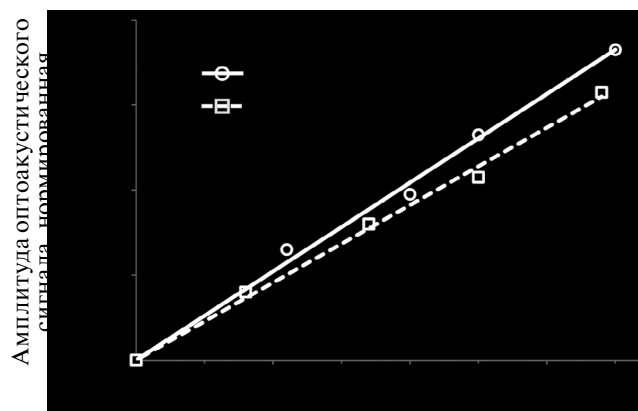


Рис. 6. Амплитуда сигнала U_{p-p} , нормированная на концентрацию C красителя в растворе.

амплитуда оптоакустического сигнала уменьшилась более, чем вдвое, хотя оптическая плотность (т.е. затухание энергии лазерного импульса) была той же самой. Этот экспериментальный результат отчетливо указывает на заметный рост излучательной релаксации после введения в краситель комплекса с кукурбитурилом СВ[7].

Как отмечалось выше, амплитуда оптоакустического сигнала пропорциональна доле поглощенной лазерной энергии, выделяемой в среде в виде тепла. В растворах низких концентраций соответствующий коэффициент поглощения линейно зависит от концентрации: $\alpha = \gamma C$, где C – концентрация, γ – коэффициент поглощения, нормированный на концентрацию. Именно он несет информацию об относительной доле энергии, переходящей в тепло в результате безызлучательной релаксации. Чтобы показать, как влияет введение комплекса на безызлучательный (т.е. тепловой) канал затухания света в растворе, на рис. 6 мы изобразили те же зависимости, но при нормировке оптоакустического сигнала на концентрацию красителя.

Видно, что в пределах точности измерений две линейные зависимости практически не различаются, что указывает на то, что безызлучательная часть потерь энергии импульса накачки слабо зависит от наличия комплекса с кукурбитурилом СВ[7], т.е. введение последнего влияет преимущественно на потери, связанные с излучательной релаксацией. Полученный результат

находится в согласии с тем фактом, что квантовый выход флуоресценции красителя Кр.1 довольно низок (0.0025). Согласно результатам работы [9], добавление в раствор кукурбитурила СВ[7] практически не изменяет эффективность безызлучательного канала релаксации, при том что квантовый выход флуоресценции увеличивается приблизительно в 5 раз. Кроме того, методами пикосекундной флуоресцентной спектроскопии ранее было показано, что кукурбитурил СВ[7] вмешивается в процесс сольватации (гидратации) красителя Кр.1 [10]. При фотовозбуждении краситель за счет кулоновских сил, возникающих при внутримолекулярном фотопереносе электрона, вдвигается в полость СВ[7] за времена порядка нескольких пикосекунд, что, в принципе, могло бы уменьшить оптоакустический сигнал. Однако мы не наблюдали существенного уменьшения, по-видимому, ввиду того, что характерное время колебательного охлаждения имеет порядок 100 фс, что существенно меньше времени структурных изменений комплекса включения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. Москва: Наука, 1991.

2. *Jabben M., Heihoff K., Braslavsky S.E., Schaffner K.* // Photochemistry and Photobiology. 1984. V. 40. №. 3. P. 361.
3. *Lee J.W., Samal S., Selvapalam N., Kim H.-J., Kim K.* // Acc. Chem. Res. 2003. V. 36. P. 621.
4. *Dsouza R.N., Pischel U., Nau W.M.* // Chem. Rev. 2011. 111. P. 7941.
5. *Иванов Д.А., Свирида А.Д., Петров Н.Х.* // Химия высоких энергий. 2022. Т. 56. № 3. С. 171.
6. *Кайно Г.* Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. Москва: Мир, 1990.
7. *Залесский В.В.* Анализ и синтез пьезоэлектрических преобразователей. Ростов: Изд. Ростовского ун-та, 1971.
8. *Heihoff K., Braslavsky S.E., Schaffner K.* // Biochemistry. 1987.V. 26. P. 1422.
9. *Ivanov D.A., Petrov N.Kh., Nikitina E.A., Basilevsky M.V., Vedernikov A.I., Gromov S.P., Alfimov M.V.* // The Journal of Physical Chemistry A. 2011. V. 115. №. 17. P. 4505.
10. *Petrov N.Kh., Ivanov D.A., Shandarov Yu.A., Kryukov I.V., Ivanov A.A., Alfimov M.V., Lobova N.A., Gromov S.P.* // Chem. Phys. Let. 2016. Mar. V. 647. P. 157.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК: 621.385.69

ЮСТИРОВКА И ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВ ПОЛЯРИЗАЦИЙ В МИКРОВОЛНОВЫХ РАДИОМЕТРАХ

© 2024 г. А. В. Кузьмин^{а, *}, В. В. Стерлядкин^б

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

^бМИРЭА — Российский технологический университет
Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78

*e-mail: kuzmin@cosmos.ru

Поступила в редакцию 01.06.2023 г.

После доработки 10.01.2024 г.

Принята к публикации 19.02.2024 г.

Рассмотрен способ измерения и установки четырех переключаемых плоскостей поляризаций в микроволновом радиометре, в котором используется ячейка Фарадея. Калибруемый радиометр предназначен для регистрации тонких поляризационных эффектов, например азимутальной анизотропии, возникающей при формировании собственного излучения взволнованной морской поверхности. Для решения таких задач требуется абсолютная привязка всех поляризационных режимов работы радиометра к уровню горизонта с точностью не хуже 0.5° . В предлагаемой схеме измерений в качестве широкополосного микроволнового источника использовалось излучение газоразрядной трубки с выходной антенной с горизонтальной поляризацией, которое дополнительно отражалось от водной поверхности при угле Брюстера. Это обеспечило дополнительное подавление вертикальной составляющей излучения на -12 дБ и формирование строго горизонтальной поляризации отраженной волны, поскольку свободная поверхность воды в ванне горизонтальна с погрешностью не более 0.05° . Традиционные источники поляризованного излучения не обеспечивают горизонтальную ориентацию излучаемого сигнала с указанной точностью. В предложенном методе погрешности установки вертикальной, горизонтальной и скрещенных под углами $\pm 45^\circ$ плоскостей поляризации составили не более $\pm 0.3^\circ$ относительно горизонта. Измерение углов установки плоскости поляризации проводилось с точностью 0.1° посредством вращения радиометра вокруг оси приемной антенны и аппроксимации данных законом Малюса. Настройка углов управлялась токами через ячейку Фарадея.

DOI: 10.31857/S0032816224040209 EDN: NXYZA

1. ВВЕДЕНИЕ

Микроволновые радиометры имеют широкое применение в экологических исследованиях Земли в определении свойств подстилающей поверхности и атмосферы. В большинстве экспериментов используются одна или две линейные поляризации: вертикальная и горизонтальная. Однако для поверхностей или сред, имеющих периодическую структуру, на-

пример для взволнованной водной поверхности, часто необходимо определять поляризационный эллипс микроволнового излучения или параметры Стокса [1–3]. При дистанционном зондировании Земли из космоса широкое применение получили микроволновые радиометрические комплексы, включая российский МТВЗА-ГЯ (микроволновый сканер температурно-влажностного зондирования ат-

мосферы, ГЯ — в память о Геннадии Яковлевиче Гуськове (1918–2002)) и его зарубежные аналоги SSMIS (Special Sensor Microwave Imager/Sounder) [4], AMSR2 (Advanced Microwave Scanning Radiometer 2) [5] и др., в которых восстановление метеопараметров атмосферы и подстилающей поверхности основывается на весьма тонких различиях между каналами с различными поляризациями. В институте космических исследований (ИКИ РАН) проводятся комплексные экспериментальные работы по изучению связи поляризационного портрета морской поверхности в микроволновом диапазоне со спектром волнения и ветровым полем. Эти исследования основаны на новых методах натурных измерений полной структуры морского волнения, которое включает капиллярные волны [6, 7], и на измерениях поляризационного эллипса собственного излучения поверхности [8, 9]. Поляризационные измерения собственного излучения морской поверхности и атмосферы в широком диапазоне углов зондирования позволяют проводить прямые измерения эффективного коэффициента отражения взволнованной морской поверхности и рассматривать его связь с ветровым полем [10, 11]. При выполнении перечисленных экспериментальных задач важнейшим фактором успеха становятся точная настройка плоскости поляризации радиометров, ее абсолютная привязка к уровню горизонта и надежное переключение в процессе работы. Данная публикация посвящена решению этой проблемы.

Разделение поляризаций в радиометрах осуществляется двумя способами. Первый — это разделение излучения механическим устройством в круглом волноводе на горизонтальную и вертикальную поляризации, их усиление и детектирование, а затем с помощью корреляционной обработки аналоговым или цифровым устройством обоих сигналов получение полной матрицы Стокса. Этот способ достаточно сложный в части корреляционной обработки и получения двух равных трактов сигналов по потерям и фазовым искажениям [1]. В наших радиометрах использован другой способ.

Второй способ более простой и дешевый — это разделение поляризаций с помощью фарадеевского вращателя плоскости поляризаций (ФВПП), или ячейки Фарадея. Поворот плоскости поляризации в ФВПП осуществляется магнитным полем, создаваемым соленоидом, через

который протекает постоянный ток определенной величины. Угол поворота плоскости поляризации зависит от величины тока. В используемом приборе переключение поляризаций осуществляется циклически по схеме 0, +45°, 90°, –45° с периодом 1 мс [8].

Проверка углов установки плоскостей поляризаций обычно осуществляется вращением приемной антенны радиометра вокруг собственной оси при регистрации прямого сигнала от источника с известной линейной поляризацией излучения. Как показывает опыт, при таких измерениях привязать углы установки плоскости поляризаций к уровню горизонта с точностью лучше 3° достаточно сложно. Это объясняется тем, что прямоугольный волновод, согласованный с излучающей антенной, и дополнительный поляризатор на выходе антенны в виде решетки металлических струн, не привязаны к абсолютному горизонту, тем более с учетом того, что такая привязка должна быть выполнена в широкой рабочей полосе радиометра.

В предлагаемой работе рассматривается новый способ установки и настройки углов поворота плоскости поляризаций радиометра с абсолютной привязкой к горизонту. Абсолютная погрешность установки заданных поляризаций в пространстве составляет 0.2–0.3°. В предлагаемой схеме измерений используется излучение горизонтальной поляризации, отраженное от водной поверхности при угле Брюстера, что обеспечивает дополнительное подавление возможной вертикальной составляющей излучения и с точностью 0.05° обеспечивает абсолютную горизонтальную поляризацию отраженной электромагнитной волны.

2. СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ И АППАРАТУРА

На рис. 1 вверху показана схема установки, предназначенной для настройки в принимающем радиометре необходимых входных углов поляризации. Установка состоит из генератора с линейной поляризацией излучаемой волны, ванны с водой размером 0.8×0.8 м² и радиометра, установленного на платформу, которая может вращаться вокруг оси диаграммы направленности радиометра. В представляемой схеме в качестве генератора использовался шумовой сигнал от газоразрядной трубки Я5Х-272, излучаемый рупорной антенной с горизонтальной плоско-

стью поляризации. Использование широкополосного сигнала газоразрядной трубки для измерения параметров радиометров, в частности для установки угла поворота поляризаций, является стандартным и объясняется тем, что радиометрический приемник при частоте 36 ГГц обладает входной полосой 2 ГГц.

Точность установки плоскости поляризации при обычной схеме излучения оценивается как $\pm 2^\circ$. Эта величина зависит от точности установки прямоугольного волновода, питающего антенну, свойств излучающей антенны и уровня кроссполяризации, определяющего ортогональную составляющую излучения.

Излучение от излучающей антенны 3 падает на поверхность воды, которая налита в квадратную ванну со сторонами 800 мм, сделанную из прозрачного оргстекла. Угол падения выбирался равным углу Брюстера. Зависимость коэффициентов отражения от угла падения для вертикальной R_v и горизонтальной R_h поляризаций падающего излучения описывается формулами Френеля

$$R_h = \left| \frac{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} - \cos \theta}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} + \cos \theta} \right|^2, \quad (1)$$

$$R_v = \left| \frac{\epsilon \cdot \cos \theta - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}{\epsilon \cdot \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \right|^2, \quad (2)$$

где $\epsilon = \epsilon' + \epsilon'' = \epsilon_0 \cdot \exp(i\phi)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость подстилающей поверхности, ϵ_0 — модуль ϵ , ϕ — угол потерь, θ — угол падения. По данным исследования [12] комплексная диэлектрическая проницаемость для пресной воды на частоте 36 ГГц составляет $\epsilon = 21.7 + 29.96i$. На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов отражения R_v и R_h от угла падения для пресной воды.

Видно, что вблизи от угла Брюстера ($\theta = 80.5^\circ$) коэффициент R_h равен 0.91, в то время как $R_v = 0.056$. Несмотря на широкие диаграммы направленности излучателя и приемника ($\Delta\theta = 9^\circ$), интегрирование сигнала на приемнике осуществлялось в центре диаграммы направленности излучающей антенны в интерва-

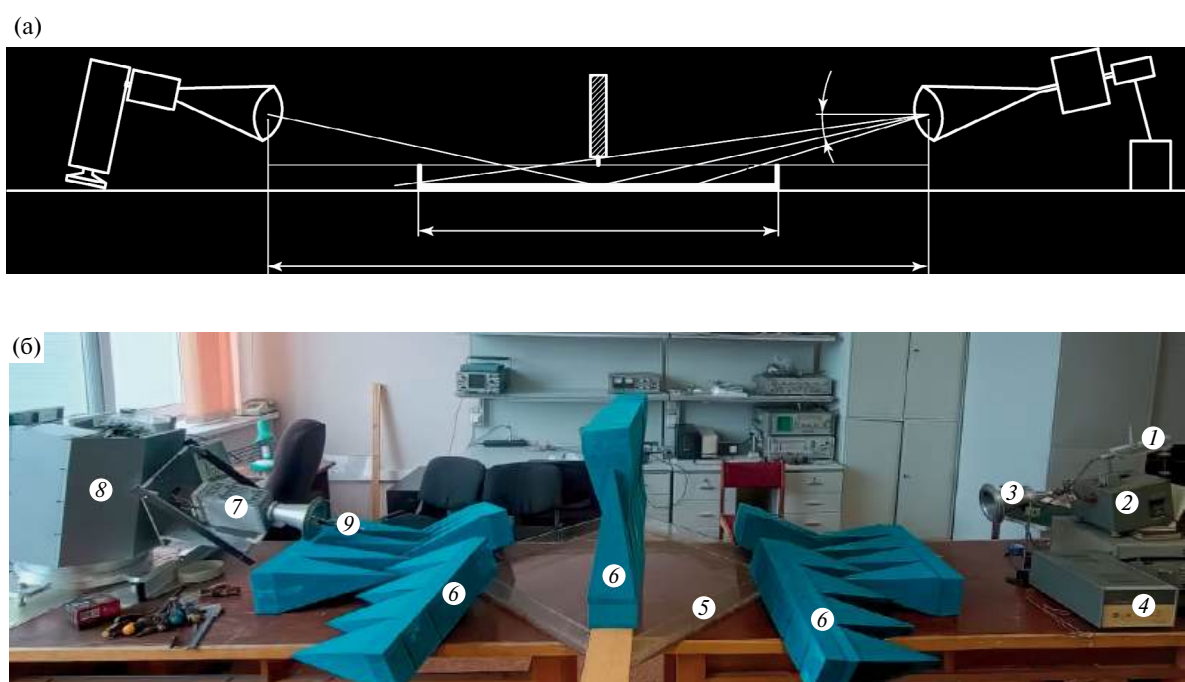


Рис. 1. Схема (вверху) и фотография (внизу) эксперимента: 1 — газоразрядный генератор шума Я5Х-272, 2 — прецизионный аттенюатор ДЗ-36, 3 — скалярная рупорная антенна, 4 — блок питания генератора шума, 5 — ванна с водой, 6 — поглотители микроволнового диапазона, 7 — радиометр с антенной, 8 — поворотное устройство “Траверс-2”, 9 — лазерная указка, установленная для юстировки измерительной системы.

ле углов $\pm 2^\circ$, что обуславливалось отношением диаметра приемной апертуры $D = 140$ мм к расстоянию между излучателем и приемником $L = 2080$ мм. Для определения коэффициентов отражения именно в таком интервале углов падения и нужно интегрировать кривые на рис. 2. В нашем эксперименте угол падения составлял $\theta = 79.6 \pm 2^\circ$, что по сравнению с углом Брюстера немного увеличило коэффициент отражения для вертикальной поляризации до $R_v = 0.058$ и уменьшило коэффициент отражения на горизонтальной поляризации $R_h = 0.9$. Это означает, что в отраженном от водной поверхности излучении вклад вертикальной поляризации уменьшается по сравнению с горизонтальной на -12 дБ. Учтем, что падающее на поверхность излучение уже имеет горизонтальную поляризацию с точностью установки $\pm 3^\circ$. При этом подавление вертикальной составляющей в падающем на поверхность излучении составляет около -20 дБ мощности. Результирующее подавление вертикальной составляющей излучения по отношению к ее горизонтальной части составит более 30 дБ. Таким образом, поверхность воды служит своеобразным поляризационным фильтром для микроволнового излучения.

Главным в данной схеме измерений становится тот факт, что отраженное от воды излучение четко привязано к горизонту, поскольку поверхность воды горизонтальна с точностью не хуже 0.05° . Кроме яркого горизонтально-поляризованного излучения, в диаграмму направленности радиометра попадает и излучение от всех предметов, попадающих в диаграмму. Для того чтобы это фоновое излучение не изменяло результирующую плоскость поляризации, нужно, чтобы фоновое излучение было неполяризованным. Этому условию удовлетворяют поглощающие материалы, которыми мы закрыли все плоскости, на которые может попадать стороннее излучение. Без поглощающего материала оставалась только узкая полоса над водной поверхностью, через которую проходило излучение генератора.

Излучение, отраженное от поверхности воды, попадает на вход антенны радиометра, установленного на поворотной платформе «Траверс-2», которая используется для лабораторных и экспериментальных работ, связанных с исследованиями морской поверхности и атмосферы [9]. Радиометр представляет собой микроволновый радиометр прямого усиления восьмимиллиме-

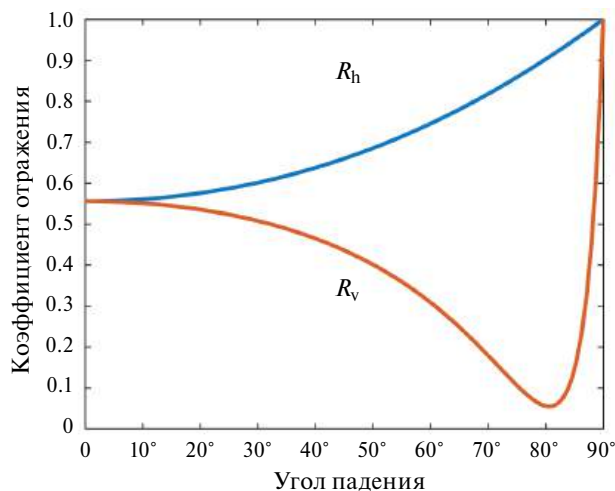


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения R_v и R_h от угла падения для пресной воды.

трового диапазона (центральная частота 36 ГГц, приемная полоса 2 ГГц). Для переключения поляризаций входящего излучения используется ФВПП, установленный на входе радиометра после скорректированной рупорной антенны. ФВПП изготовлен по заказу в НИИ «Феррит-Домен» в Санкт-Петербурге. Типичные параметры ФВПП приведены в табл. 1.

В радиометре предусмотрена возможность работы в нескольких режимах, которые задаются с компьютера перед началом измерений. Возможен прием от одной до четырех линейных поляризаций, повернутых относительно входного волновода на $0, -45^\circ, +45^\circ$ и 90° . Накопление сигнала для всех четырех режимов измерений и запись происходят каждые 333 мс (т.е. с частотой 3 Гц). Кроме радиометрических данных, оцифровываются и передаются на компьютер данные двух инклинометров в диапазоне углов $\pm 90^\circ$, установленных в ортогональных плоскостях, которые показывают ориентацию радиометра в пространстве. Дополнительно регистрируются температуры трех термодатчиков, расположенных на модуляторе, СВЧ-усилителе и корпусе радиометра. Чувствительность радиометра в режиме приема всех поляризационных сигналов не хуже 0.1 К для времени накопления 1 с. Более подробно прибор описан в работе [8]. Отметим, что до настоящей работы привязка к горизонту проводилась уровнем, который мог регистрировать положение корпуса струнного поляризатора, но не поляризацию самого излучения.

Таблица 1. Характеристики фарадеевского вращателя поляризаций 8-миллиметрового диапазона в нормальных условиях. Центральная частота: 36.0 ГГц. Полоса частот: ± 1.0 ГГц. В полосе 35.3–7.0 ГГц потери $\alpha_{\max}$ меньше указанных на 0.1–0.15 дБ и минимальные развязки выше указанных на 0.5–1.0 дБ

Угол поворота плоскости поляризации φ	Ток управл. $I_{\text{упр}}$, мА	Потери, дБ			Развязки, дБ min	КСВн, min–max
		$\alpha_{\text{ср}}$	α_{min}	α_{max}		
+135°	–149/–146	0.7	0.6	0.8	21	1.15–1.35
+90°	–98/–90	0.7	0.6	0.8	22	
+45°	–52/–43	0.75	0.6	0.9	20	
0	+5/–3	0.75	0.6	0.9	25	
–45°	+52/+43	0.75	0.6	0.9	20	
–90°	+102/+95	0.7	0.6	0.8	22	
–135°	+151/+148	0.7	0.6	0.8	21	

При проведении измерений радиометр с помощью поворотной платформы вращался вокруг оси круглого рупора антенны. Диапазон углов вращения составлял около 220°, что вполне хватает для построения поляризационного эллипса. При юстировке схемы измерения использовалась лазерная указка, которая закреплялась на оси рупора радиометра и испускала лазерный луч вдоль оси приема излучения. С помощью такой методики мы визуализировали направление оси вращения радиометра и настроили ее так, чтобы ось принимающего рупора была направлена точно на середину ванны, а излучающий рупор установили так, чтобы лазерный луч после отражения от поверхности попадал точно в центр излучающей антенны. При этом геометрически обеспечивалась точность 0.1° зеркального совмещения осей излучающей антенны и принимающего рупора с переотражением от поверхности воды в центре ванны. Геометрия установки проверялась в начале и в конце серии измерений. При выполнении радиометрических измерений лазерная указка снималась.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Цель работы состоит в настройке ячейки Фарадея на входе радиометра таким образом, чтобы в зависимости от тока, проходящего через ячейку, плоскость принимаемой поляризации была строго горизонтальна или составляла угол -45° , $+45^\circ$ или 90° с уровнем горизонта. При этом точность настройки должна быть не хуже 0.3°.

Положение плоскости поляризации радиометра рассчитывалось по закону Малюса при

изменении сигнала во время вращении радиометра вокруг оси рупорной антенны. Полный угол поворота радиометра составлял 220°, он регистрировался с помощью внутреннего углового датчика радиометра с точностью 0.1°. При измерениях скорость вращения составляла 1.8°/с. Одно измерение состояло из вращения в одну сторону и обратно, что занимало около 4 мин. На рис. 3 в полярных и декартовых координатах представлены графики одного цикла измерений, полученные 16.02.2023 для четырех каналов: при горизонтальной, вертикальной поляризациях и поляризациях, повернутых на углы -45° и $+45^\circ$.

Измеренные данные аппроксимировались законом Малюса, функцией вида $A \cdot \cos^2(\varphi + B) + C$, в которой коэффициент B определял угол установки плоскости поляризации у данного канала радиометра. Измерение повторялось несколько раз, определялся средний коэффициент B на каждом канале. Затем проводилась подстройка токов, проходящих через ячейку Фарадея в каждом канале, так чтобы углы B между собой различались на -45° , $+45^\circ$ и 90° .

Ток, протекающий через ФВПП, определялся по напряжению на калиброванном сопротивлении 1 Ом в цепи питания ячейки Фарадея. Напряжение на сопротивлении измерялось прецизионным вольтметром В7–22. На рис. 4 продемонстрирована зависимость угла поворота плоскости поляризации от напряжения при сопротивлении 1 Ом в цепи питания ФВПП. Данные аппроксимируются двумя зависимостями: линейной и полиномом третьей степени. На основе полученной зависимости корректи-

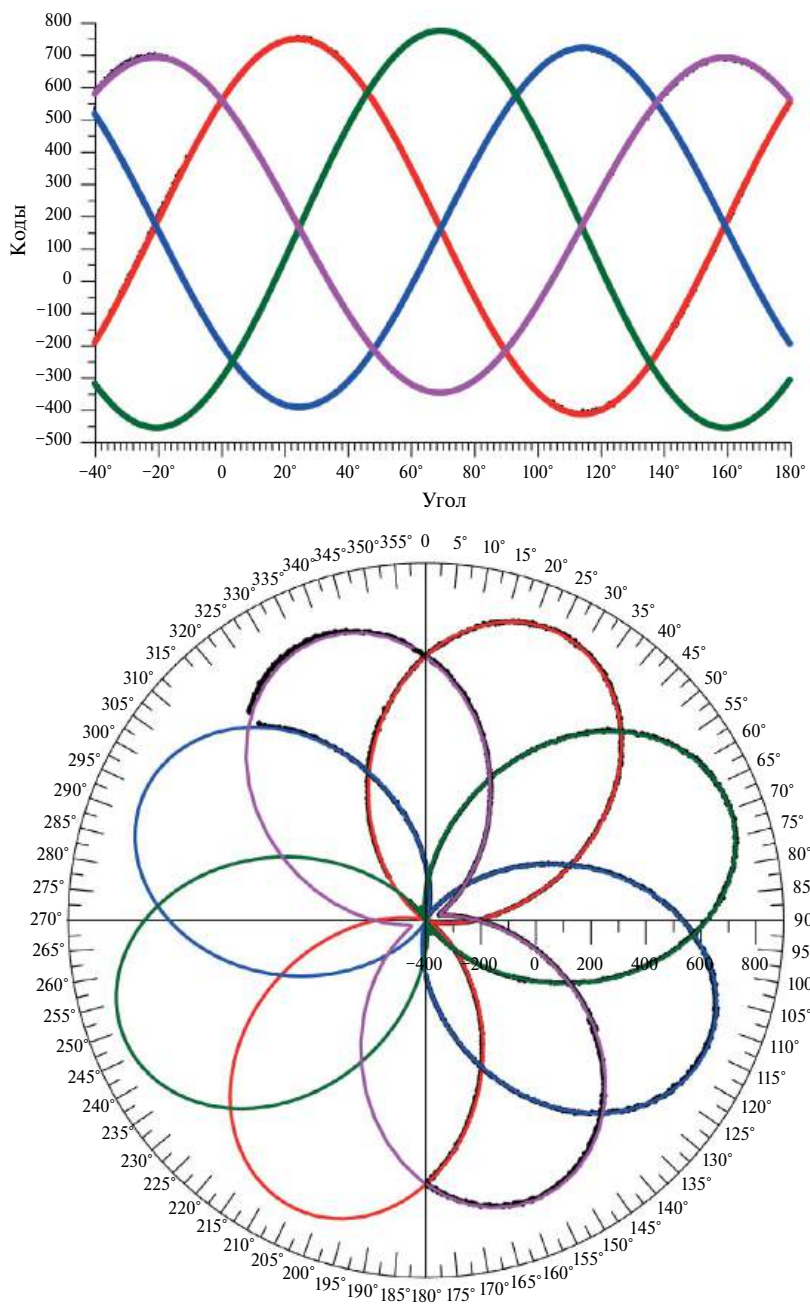


Рис. 3. Пример измерений установки плоскостей поляризации для радиометра R08P1, измеряющего радио-яркостную температуру при горизонтальной (синий цвет), вертикальной (красный) поляризациях и поляризациях, повернутых на 45° (зеленый) и $+45^\circ$ (сиреневый). Измерения проводились 16.02.2023 с переотражением от воды, угол наклона излучателя и приемника $10.4^\circ \pm 0.2^\circ$. Тонкими линиями соответствующих цветов показаны аппроксимации данных функцией $A \cos^2(\varphi + B) + C$. Верхний рисунок приведен в декартовых координатах, нижний — в полярных.

ровался ток в ФВПП для достижения нужных углов установки поляризаций.

Обычно при использовании ФВПП в качестве разделителя поляризаций первый канал соответствует отсутствию тока через ФВПП — это горизонтальная или вертикальная поляризация в зависимости от конструкции радиометра.

Остальные каналы получаются путем пропускания определенного тока через ФВПП для получения угла поворота плоскости поляризации -45° , $+45^\circ$, 90° . Однако настройка ячейки Фарадея с использованием области нулевых токов и токов, смещающих поляризацию на заданные углы, оказалась весьма затрудни-

тельной. При таких токах оказалась почти невозможной точная подстройка плоскости поляризации на небольшие углы (0.2° – 0.5°) – углы смещались рывком на 2° – 3° при плавном изменении тока. Мы предположили, что в процессе длительной эксплуатации (в течение более 10 лет и тысяч часов работы) при данных токах в ферритовом сердечнике формируется определенный гистерезис, при котором управление ячейкой становится затруднительным. В ферритовой структуре сердечника при длительной работе на фиксированных токах, по-видимому, сформировались потенциальные ямки, которые нарушили линейный характер зависимости угла поворота плоскости поляризации от тока. Опыт показал, что при нулевом токе в ФВПП присутствует остаточная намагниченность ферритового сердечника, которая смещает угол поляризации первого канала на несколько градусов, поэтому приходится в этом канале также вводить подстройку угла установки поляризации небольшим током. При этом характеристики ячейки в этой области становятся нелинейными.

Было решено сместить рабочие точки ячейки в другое положение. Выбор остановился на токах в окрестности значений ± 30 и ± 80 мА. На рис. 4 выбранные режимы показаны крупными точками. Оказалось, что линейность ячейки Фарадея в окрестности таких управляющих токов сохранилась и стала возможна тонкая настройка плоскости поляризации радиометров. На последней итерации настройки были получены следующие значения для разницы установленных углов поляризации: -45.29° , $+44.75^\circ$, 90.04° . Среднюю погрешность установки углов поляризации в наших экспериментах мы оцениваем уровнем не ниже $\pm 0.3^\circ$. При этом важным фактором является то, что такая настройка имеет абсолютную привязку к уровню горизонта.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе рассматривается способ измерения и установки углов поворота плоскости поляризации для микроволнового радиометра 0 , $+45^\circ$, 90° , -45° с максимальной возможной точностью абсолютной привязки к уровню горизонта. Переключение режимов обеспечивается ячейкой Фарадея. В предлагаемой схеме измерений используется сигнал излучения горизонтальной поляризации, отраженный от водной поверхности при угле

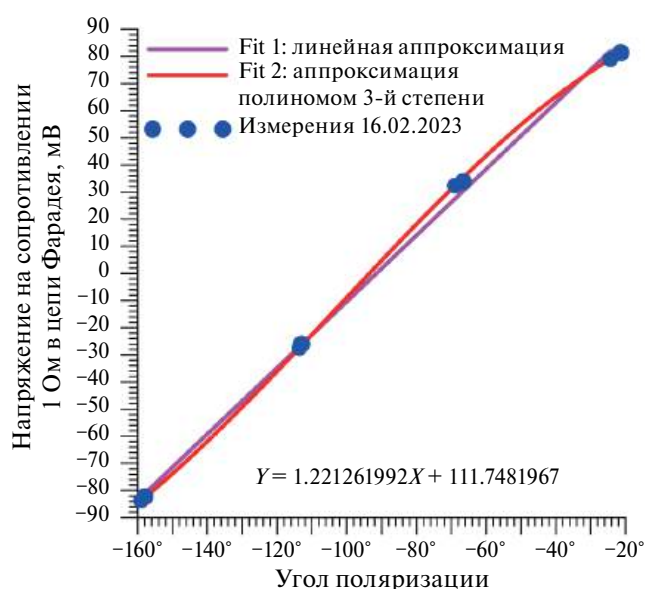


Рис. 4. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от напряжения при сопротивлении 1 Ом в цепи питания ФВПП. Данные аппроксимируются двумя зависимостями: линейной и полиномом третьей степени.

Брюстера, что обеспечивает дополнительное подавление вертикальной составляющей излучения на -12 дБ и формирует строго горизонтальную поляризацию отраженной волны. Точность горизонтальности свободной поверхности воды в ванне не хуже 0.05° . В традиционных методах точность установки углов поляризации составляет 1 – 3° , при этом не обеспечивается абсолютная привязка к уровню горизонта. Точность установки плоскостей поляризации в предложенном методе не хуже $\pm 0.3^\circ$ относительно уровня горизонта. В качестве источника сигнала горизонтальной поляризации использовалось электромагнитное шумовое излучение газоразрядной трубки, прошедшее через прямоугольный волновод. Измерение углов установки плоскости поляризации, которые управляются токами через ячейку Фарадея, проводилось посредством вращения радиометра вокруг оси приемной антенны и аппроксимации данных законом Малюса. В работе описана проблема нелинейности зависимости угла поворота плоскости поляризации от протекающего тока (гистерезис), которая возникает при длительной эксплуатации ячейки. Решение заключалось в смещении рабочих токов на линейный участок, что позволило проводить тонкую настройку углов поляризации радиометра.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 23-17-00189.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gaiser P.W., Germain K.St., Twarog E.M., Poe G.A., Purdy W., Richardson D., Grossman W., Jones W.L., Spencer D., Golba G., Mook M., Cleveland J., Choy L., Bevilacqua R.M., Chang P.* // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2004. V. 42. № 11. P. 2347.
<https://doi.org/10.1109/TGRS.2004.836867>
2. *Kuzmin A.V., Pospelov M.N.* // IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. 1999. V. 37. № 4. P. 1907.
<https://doi.org/10.1109/36.774703>
3. *Поспелов М.Н., Кузьмин А.В., Трохимовский Ю.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 12. С. 2396.
4. *Kunkee D.B., Poe G.A., Boucher D.J., Swadley S.D., Hong Y., Wessel J.E., Uliana E.A.* // IEEE Trans Geosci Remote Sens. 2008. V. 46. P. 863.
<https://doi.org/10.1109/tgrs.2008.917980>
5. *Imaoka K., Maeda T., Kachi M., Kasahara M., Ito N., Nakagawa K.* // Proc. SPIE 8528. Earth Observing Missions and Sensors: Development, Implementation, and Characterization II. 2012. P. 852815.
<https://doi.org/10.1117/12.977774>
6. *Sterlyadkin V.V., Kuzmin A.V., Sharkov E.A., Likhacheva M.V.* // J Atmos Ocean Technol. 2021. V. 38. № 8. P. 1415.
<https://doi.org/10.1175/JTECH-D-21-0036.1>
7. *Стерлядкин В.В., Куликовский К.В.* // Russian Technological J. 2022. Т. 10. № 5. С. 100.
<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-5-100-110>
8. *Анискович В.М., Кузьмин А.В., Сазонов Д.С., Хайкин В.Б.* // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. Т. 13. № 2. С. 213.
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2016-13-2-213-223>
9. *Кузьмин А.В., Садовский И.Н., Горшков А.А., Ермаков Д.М.* // Исследование Земли из космоса. 2020. № 1. С. 83.
<https://doi.org/10.31857/S0205961420010054>
10. *Sterlyadkin V.V.* // Advances in Space Research. 2018. V. 62. № 11. P. 3162.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.08.040>
11. *Стерлядкин В.В. Сазонов Д.С., Кузьмин А.В., Шарков Е.А.* // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 5. С. 29.
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2018-15-2-29-41>
12. *Barthel J., Bachhuber K., Buchner R., Hetzenauer H., Kleebauer M.* // Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie. 1991. V. 95. P. 853.
<https://doi.org/10.1002/bbpc.19910950802>

УДК 620.174.05

ПРИБОР, ИЗМЕРЯЮЩИЙ ПРЕДЕЛ ПРОЧНОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ СТЕРЖНЕЙ МЕТОДОМ ДВУХТОЧЕЧНОГО ИЗГИБА

© 2024 г. М. Д. Мартиросян^а, *

^аНациональный исследовательский университет “МЭИ”
Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14

*e-mail: martirosyan-mikael@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.11.2023 г.

После доработки 29.01.2024 г.

Принята к публикации 06.03.2023 г.

На основании требований, предъявляемые к прибору (в частности, требование соблюдения всех теоретических нюансов метода, положенного в его основу), прибор был сконструирован и протестирован. Результаты тестирования были статистически обработаны, благодаря чему было выявлено хорошее согласие между полученным значением среднего предела прочности волокон и данными из спецификаций к ним. Как следствие, получившийся прибор соответствует всем требованиям, к нему предъявленным: обеспечивает хранение в памяти полностью изменяемых алгоритмов измерений и их статистической обработки в автоматическом режиме; отправку результатов измерений и полученных с их помощью данных на рабочую станцию в цифровом виде. Легкость и редкая необходимость планового технического обслуживания прибора, его компактность, простота конструкции и эксплуатации являются дополнительными преимуществами.

DOI: 10.31857/S0032816224040211 EDN: NXWFNL

1. ВВЕДЕНИЕ

Данный прибор предназначен для измерения предела прочности многослойных стержней различной конфигурации, типичным примером которых может служить коаксиальный кабель. Это обстоятельство, а также широкая область применения прибора (к примеру, абсолютное большинство строительных объектов и узлов связи, а также контроль качества на некоторых производствах) позволяют установить главное требование к прибору: все алгоритмы прибора, использующие измеренные значения для расчета предела прочности, вспомогательных параметров и обрабатывающие получившиеся результаты расчетов, должны быть легко изменяемы пользователем и иметь возможность храниться в постоянном запоминающем устройстве на случай смены пользователем рабочей станции.

Остальные требования, которым должен соответствовать прибор и которые не менее

важны, чем главное, можно описать следующим образом. Прибор должен быть автоматизирован и возвращать информацию в цифровом виде о совершенных измерениях на рабочую станцию, а также быть совместимым с их основными типами. Техническое обслуживание аппарата желательно сделать максимально простым — т.е. ограничить его установкой, первоначальной настройкой в паре с рабочей станцией и дальнейшей калибровкой после числа измерений порядка 1000. Для прибора должно быть приемлемо питание как от сети, так и от внутреннего элемента. Простота конструкции прибора, его компактность и принцип простоты в обращении необходимы.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА РАБОТЫ ПРИБОРА

Здесь и далее в качестве многослойного стержня рассматривается его частный случай — оптическое волокно (ОВ) — ради согласования

терминов с источниками и более наглядного представления о рассматриваемом далее методе. Описанные в работах [1–3] методы двухточечного изгиба, трехточечного изгиба и растяжения соответственно имеют серьезные различия, поэтому необходимо выбрать оптимальный метод. В работе [1] было проведено детальное сравнение метода двухточечного изгиба с методом растяжения, в котором представляет интерес следующее утверждение: только малая часть оптического волокна подвергается нагрузке при методе двухточечного изгиба, значит, в этой части влияние различных производственных дефектов будет выражено слабее, и это влияние будет описывать проще. Это утверждение подтверждается и при сравнении методов трех- и двухточечного изгибов в работе [2].

Метод двухточечного изгиба реализуется следующим образом: происходит последовательное нагружение петли изогнутого волокна между стационарной и движущейся полированными пластинами, которые приближаются друг к другу, пока волокно не сломается, при этом волокно симметрично помещается между пластинами с помощью прижатия к направляющей пластине, полированные пластины движутся по направлению друг к другу с помощью программируемого шагового двигателя, который останавливается, когда излом волокна улавливается датчиком давления. Датчик давления — резистор; он имеет переменное сопротивление в зависимости от давления, приложенного к его активной зоне — окружности диаметром около 13 мм; этот резистор размыкает цепь (имеет сопротивление 1 МОм) в случае, когда давление к его активной зоне не приложено. При нагружении ОВ движущейся пластиной оно давит на активную зону датчика давления, жестко закрепленного на неподвижной пластине, а во время излома воздействие на активную зону датчика прекращается. Деформация на изломе рассчитывается из отклонения полированных пластин на изломе и диаметра волокна.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ ПРИБОРА

При конструировании прототипа прибора было решено связать шаговый двигатель с микроконтроллером с загруженными в его запоминающее устройство алгоритмами как измерений, так и их первичной обработки — с их

помощью возможно использовать прибор в автоматическом режиме. Алгоритмы могут быть изменены и дополнены пользователем в случае надобности; также микроконтроллер поддерживает возможность соединения с рабочими станциями через интерфейсы COM и USB для удаленного управления и более сложной обработки результатов измерений. Также реализован графический интерфейс, который при желании может быть использован для настройки параметров установки, в том числе и “нулевого” положения подвижной пластины, когда она сомкнута с неподвижной пластиной. Для точного задания “нулевого” положения необходимо поместить на устройство шкалу, проградуированную в миллиметрах, с началом отсчета в нижней точке ближнего к подвижной платформе края неподвижной платформы. Желательно указать параметр шага двигателя менее 1 мкм для обеспечения лучшей точности измерений. Прибор измеряет расстояние между пластинами в момент излома образца и вычисляет его прочность, исходя из расчетной формулы, полученной в работе [4]:

$$\sigma = E \left(1 + 3.450 \left(\frac{1.219d}{D} - \frac{1.137d^2}{D^2} \right) \right) \times \left(\frac{1.219d}{D} - \frac{1.137d^2}{D^2} \right), \quad (1)$$

где σ — измеряемый предел прочности образца на изгиб, d [мм] — диаметр образца, D [мм] — расстояние между пластинами в момент излома. Модуль Юнга E определяется в работе [2] нелинейным образом:

$$E = E_0 + E_1 \varepsilon + \frac{1}{2} E_2 \varepsilon^2, \quad (2)$$

где E_0 — модуль Юнга при малых деформациях, который для кварцевого стекла, основного для ОВ материала, равен 72.2 ГПа; E_1 и E_2 — параметры, определяющие нелинейную зависимость модуля Юнга от деформации, равные для кварцевого стекла 772.4 ГПа и –13058 ГПа соответственно, как сообщается в источнике [2]. Деформация ε определена в работе [2]:

$$\varepsilon = \frac{1.198d}{D - d}, \quad (3)$$

где d [мм] — диаметр волокна, D [мм] — расстояние между пластинами, которое фиксируется в момент разрушения.

С учетом описанного выше была создана трехмерная модель прибора в системе автоматизированного проектирования и разработана программа с графическим интерфейсом, позволяющая выполнять измерения в автоматическом режиме. Также был собран прототип прибора и с его помощью были выполнены необходимые измерения. На рис. 1 изображена схема прибора, а на рис. 2 изображен его эскиз.

4. АНАЛИЗ ПРОВЕДЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Были измерены три вида ОВ с заранее известными параметрами:

1. ОВ диаметром 125 мкм, покрытое прозрачным полимером. Толщина покрытия составляет примерно 42.5 мкм.

2. ОВ с диаметром сердечника 62.5 мкм и диаметром оболочки 125 мкм. Толщина покрытия из полиимида составляет примерно 10 мкм.

3. ОВ с медным покрытием толщиной около 40 мкм. Его сердечник и оболочка выполнены из диоксида кремния. Диаметр сердечника составляет 160 мкм, диаметр оболочки – 390 мкм.

Измерения проводились на ОВ, не подвергавшихся эксплуатации. Общая длина всех испытуемых образцов волокон всех видов составляла около 50 м, для каждого вида было совершено 30 измерений. Статистическая обработка результатов измерений проводилась посредством применения модели, описанной в работе [1]. Составлялся ряд образцов, расположенных по мере возрастания прочности, для определения вероятности излома при напряжениях, меньших или равных пределу прочности определенного образца, по формуле

$$F_i = \frac{n_i}{N+1}, \quad (3)$$

где n_i – номер образца в ряду, N – общее число образцов.

По этим данным рассчитывались выборочное среднее и выборочная медиана, а также оценивалась теоретическая кривая распределения и рассчитывались теоретическое математическое ожидание и теоретическая медиана. Среднее значение предела прочности для каждого вида испытуемых образцов было определено как среднее из этих четырех показателей для соответствующего вида. Результаты показаны на рис. 3.

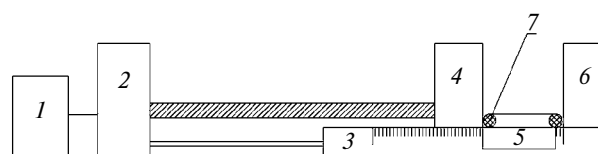


Рис. 1. Схема прибора-измерителя предела прочности многослойных стержней: 1 – микроконтроллер, 2 – шаговый двигатель, 3 – направляющая пластина с проградуированной шкалой, 4 – движущаяся полированная пластина, 5 – зажим для оптического волокна, 6 – неподвижная полированная пластина, 7 – испытуемое на прочность ОВ. Датчик давления в схеме не показан из-за его малых габаритов.

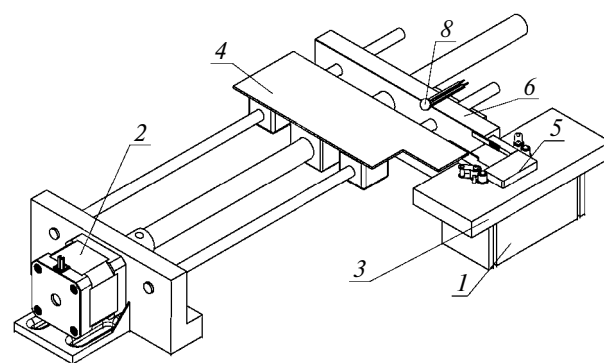


Рис. 2. Эскиз прибора-измерителя предела прочности многослойных стержней: 1 – микроконтроллер, 2 – шаговый двигатель, 3 – направляющая пластина с проградуированной шкалой, 4 – движущаяся полированная пластина, 5 – зажим для оптического волокна, 6 – неподвижная полированная пластина, 8 – датчик давления. Испытуемое на прочность ОВ не показано для лучшей видимости зажима.

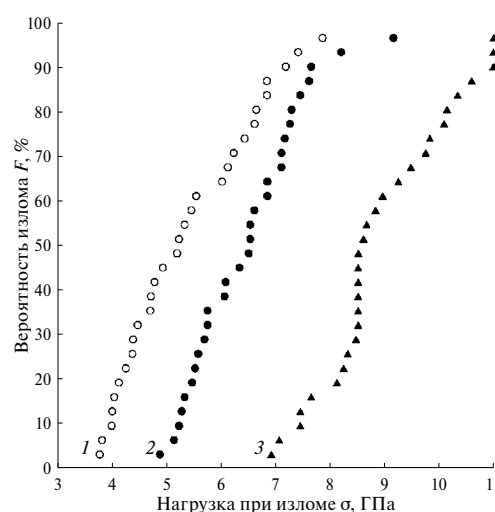


Рис. 3. Результаты измерения предела прочности для ОВ типов 1, 2 и 3. Цифры у точек кривых соответствуют типам ОВ, измерениям прочности которых они отвечают.

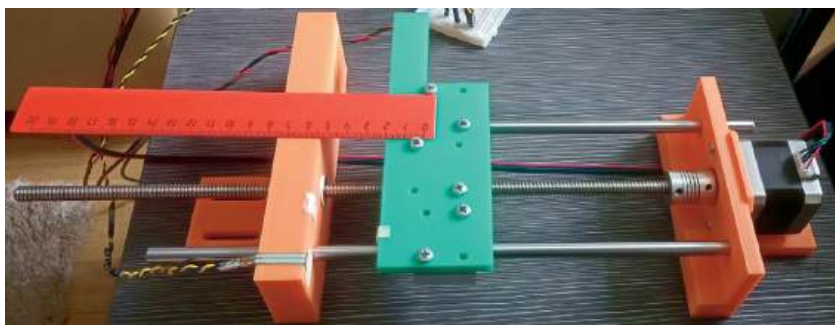


Рис. 4. Фотография прототипа прибора, с помощью которого были проведены измерения.

Графики на рис. 3 хорошо согласуются с теорией метода двухточечного изгиба, представленной в работе [1]. Для ОВ типа 1 среднее значение предела прочности $\sigma_{\text{ср}} = 6.12$ ГПа. Производителем заявлено значение примерно 10×0.63 ГПа, что хорошо соответствует полученному значению. Для ОВ типа 2 среднее значение предела прочности составляет $\sigma_{\text{ср}} = 6.882$ ГПа, что хорошо согласуется со значением из спецификации изделия примерно 10×0.70 ГПа. Для ОВ типа 3 средний предел прочности составляет $\sigma_{\text{ср}} = 8.91$ ГПа, что хорошо соответствует значению, заявленному изготовителем, хотя изготовитель и обозначил на него большой допуск: 9.40 ± 0.94 ГПа.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученный в результате работы прибор, представленный на рис. 4, полностью отвечает всем поставленным требованиям, в том числе и требованию хорошего соответствия теории. Данный прибор имеет ряд особенностей, которые позволяют применять его как полноценный измеритель прочности ОВ. К этим особенностям относятся хранение в его памяти

полностью изменяемых алгоритмов измерений и их статистической обработки в автоматическом режиме, отправка результатов измерений и полученных с их помощью данных на рабочую станцию в цифровом виде, легкость и редкая необходимость планового технического обслуживания, компактность прибора, простота его конструкции, а также простота его применения. Прибор должен улучшить качество проведения как первичного электромонтажа, так и последующего технического обслуживания уже готовых объектов различной направленности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Matthewson M., Kurkjian C.R., Gulati S.T.* // J. Am. Ceram. Soc. 1986. V. 69. P. 815.
<http://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1986.tb07366.x>
2. *Байкова Л.Г., Песина Т.И., Kurkjian C.R., Tang Zh., Киреев М.Ф., Тихонова Л.В., Пух В.П.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 10. С. 55.
3. *Богатырев В.А., Бубнов М.М., Дианов Е.М. и др.* // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 4. С. 844.
4. *Bogatyryov V.A., Bubnov M.M., Dianov E.M., Makarenko A.Y., Rumyantsev S.D., Semjonov S.L., Sysoljatin A.A.* // Optical Fiber Commun. 1991. V. 4. P. 115.
<https://doi.org/10.1364/OFC.1991.WL9>

УДК 531.552

ДВУСТВОЛЬНАЯ МЕТАТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ГРУППЫ СУПЕРКАВИТИРУЮЩИХ УДАРНИКОВ

© 2024 г. А. Н. Ищенко^а, В. В. Буркин^а, А. С. Дьячковский^а, А. В. Чупашев^а,
А. Ю. Саммель^а, К. С. Рогаев^{а, *}, А. Д. Сидоров^а, И. В. Майстренко^а,
Л. В. Корольков^а, В. А. Бураков^а, Н. М. Саморокова^а, А. С. Шестопалова^а

^аНаучно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36, с.27

*e-mail: rogaev@ftf.tsu.ru

Поступила в редакцию 10.11.2023 г.

После доработки 01.04.2024 г.

Принята к публикации 29.05.2024 г.

Выполнено баллистическое проектирование для оценки технического облика и габаритов двуствольной метательной установки с длиной ускорительного канала до 1 м. На основе баллистического проектирования выполнены разработка, конструкторская проработка и изготовление двуствольной метательной установки. Разработана запальная система, способная обеспечить одновременное и с программируемой задержкой метание двух суперкавитирующих ударников в воздушную или водную среду. Выполнены тестовые эксперименты по метанию двух суперкавитирующих ударников в условиях гидробаллистического стенда в воздушную и водную среды.

DOI: 10.31857/S0032816224040229 EDN: NXSLJB

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработанная двуствольная метательная установка является логическим продолжением работ [1, 2]. Исследования, выполненные с ее помощью, направлены на решение актуальной проблемы, а именно на создание научных основ проектирования высокоскоростных комплексов кинетического действия, функционирующих в водной среде, на основе высокоскоростных ствольных систем и суперкавитирующих ударников. Групповое движение нескольких ударников в воде реализовывалось в метаемой сборке за счет их размещения в одном ведущем устройстве [3, 4]. При этом было установлено, что процесс отделения ведущих устройств от ударников может вносить значительные возмущения в их последующее движение. В данной

работе рассматривается пусковая платформа, содержащая две баллистические установки. Для метания разработанных ударников вместо ведущих устройств использовались неотделяемые ведущие пояски, которые позволили разработанному ударнику двигаться по каналу ствола. Важность данных исследований продиктована необходимостью выявления определяющих факторов, которые необходимо учитывать при проектировании новых систем, использующих в своей работе явление кавитации и суперкавитирующий режим движения.

Основным требованием к метательной установке в работе [1] стала минимизация габаритных размеров, а следовательно, метание ударников, близко расположенных друг к другу. При этом гидробаллистический стенд [5] был

адаптирован к применению таких метательных установок.

Целью данной работы является создание рабочей пусковой платформы с двустольной метательной установкой и ее испытание в условиях гидробаллистического стенда.

2. БАЛЛИСТИЧЕСКОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ

Исследования, проведенные ранее на малогабаритной метательной установке [1], позволили уточнить некоторые особенности в ее работе и выполнить баллистическое проектирование ствольной системы калибром 8 мм под ударники массой 22–65 г в скоростном диапазоне от 300 до 750 м/с и с ограничением максимального давления до $p_{\max} = 400, 500$ МПа. Баллистическое проектирование выполнялось с применением программного комплекса для решения основной задачи внутренней баллистики [6, 7]. Основные параметры установки:

- объем камер заряжания метательных установок до 19 мм^3 ;
- длина ускорительных каналов до 1 м.

В качестве метательного заряда использовались одноканальные пироксилиновые пороха с различными толщинами горящего свода ($e_1 = 0.15 \text{ мм}$ и $e_1 = 0.2 \text{ мм}$). Результаты параметрического исследования представлены на рис. 1 при ограничении максимального давления ($p_{\max} = 400, 500$ МПа). Эпюра максимальных давлений по каналу ствола метательной установки представлена на рис. 2. На рисунке схематично показано положение камеры заряжания и ствола. Данное распределение максимальных давлений по длине ствола позволило оценить техническую возможность создания такого образца.

Выполнены прочностные расчеты для традиционной конструкционной стали, позволившие провести конструкторскую проработку и определить облик изделия. Оценочные габариты метательной установки находятся в пределах 74/1000 мм, что позволяет объединить пару таких установок и расположить их на фланце первой водной секции гидробаллистического стенда. По результатам проведенного баллистического проектирования изготовлены две идентичные метательные установки.

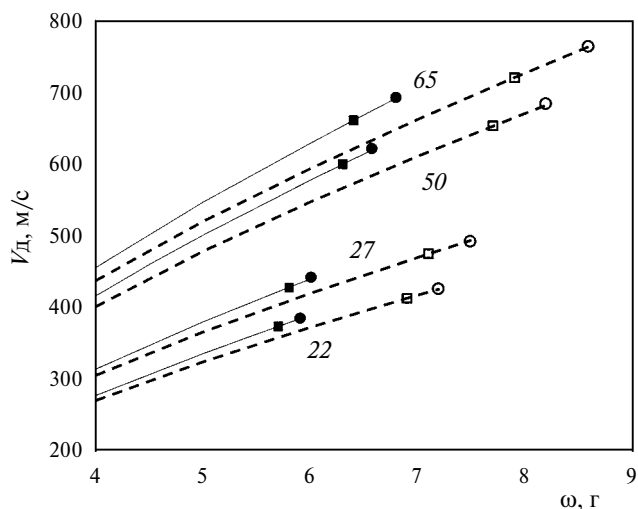


Рис. 1. Расчетные зависимости дульной скорости снаряда от массы порохового заряда для снарядов различной массы: $p_{\max} = 400$ МПа (квадраты); $p_{\max} = 500$ МПа (кружки); $2e_1 = 0.3$ мм (сплошные линии); $2e_1 = 0.4$ мм (штриховые линии).

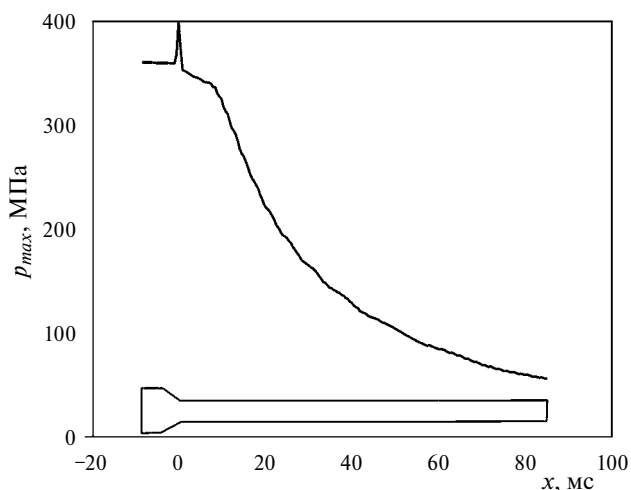


Рис. 2. Эпюра максимального давления.

3. КОНСТРУКЦИЯ МЕТАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК И СТЕНДА

На рис. 3 показана схема гидробаллистического стенда [5] с установленной двустольной метательной установкой для исследования высокоскоростного суперкавитирующего движения пары ударников. Длина водного участка трассы до 12 м. Высокоскоростная фото- и видеофиксация проводилась через иллюминаторы на различных расстояниях от среза ускорительного канала в зависимости от задач эксперимента. Для подсветки области высокоскоростной

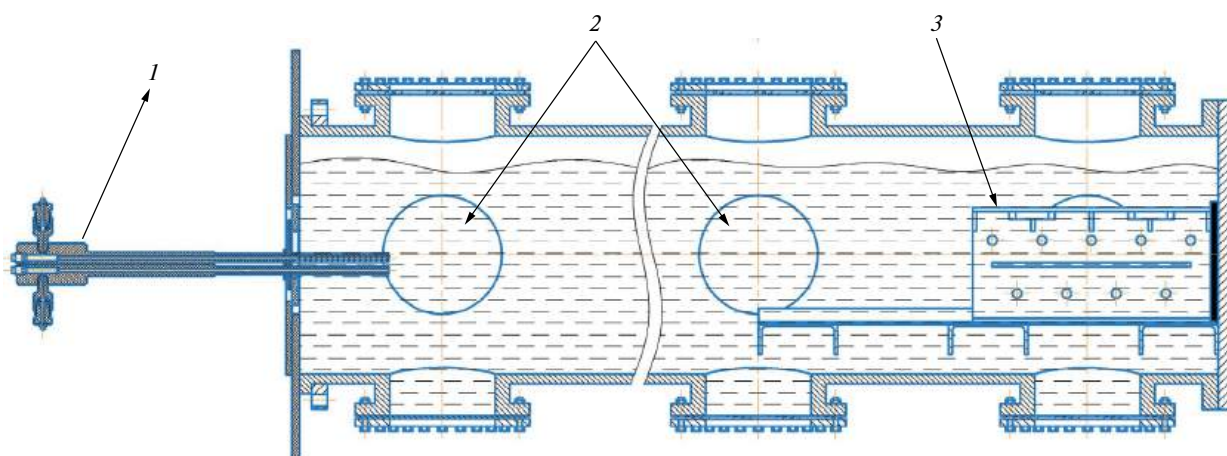


Рис. 3. Стенд с двухствольной метательной установкой: 1 – двухствольная метательная установка, 2 – иллюминаторы для наблюдения за параметрами движения, 3 – мишенный блок.

видеосъемки использовались импульсные осветители. В текущей работе в ходе предварительных экспериментов скоростная видеорегистрация велась на срезе ускорительного канала для фиксации моментов выхода метаемых элементов и оценки их скоростей, а также в произвольном сечении трассы для наблюдения за состоянием ударника. Внешний вид двухствольной метательной установки на гидробаллистическом стенде представлен на рис. 4.

Двухствольная метательная установка крепится в казенной части на кронштейне посредством струбцин. Оси метания каждой из установок расположены параллельно оси трассы. Узел ввода в водный участок имеет герметизацию.

Дульные срезы ускорительных каналов метательной установки находятся в водной части трассы в области иллюминатора. Эскиз двухствольной метательной установки показан на рис. 5.

Для возможности регулирования объема камеры заряжения ствольной системы воспламенительное устройство перенесено из казенной части в радиальную. Разработанное воспламенительное устройство использует в своей основе электрокапсульную втулку (ЭКВ), способную воспламенить метательный заряд. Для регистрации давления использовались датчики 2Т6000 совместно с аппаратурой “Нейва-10000”. Из паспортных данных приведенная



Рис. 4. Внешний вид двухствольной метательной установки на гидробаллистическом стенде.

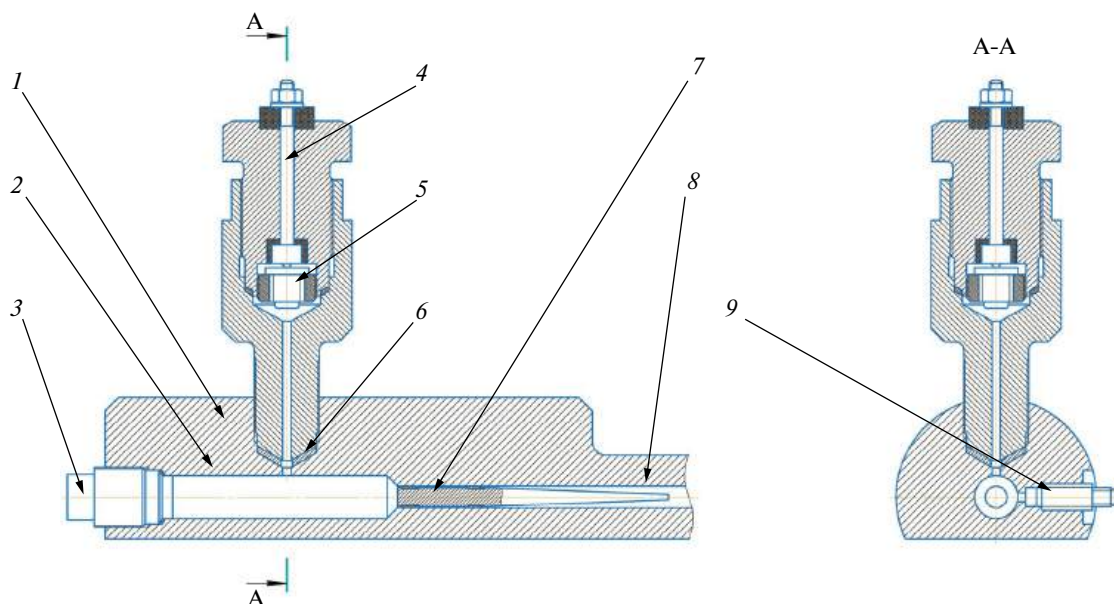


Рис. 5. Эскиз метательной установки: 1 — казенная часть метательной установки, 2 — камера сгорания, 3 — пробка камеры сгорания, 4 — запальный электрод, 5 — капсуль-воспламенитель, 6 — обтюрирующий узел, 7 — метаемая модель суперкавитирующего ударника, 8 — ускорительный канал, 9 — датчик давления.

погрешность измерения давления не превышает $\pm 2.65\%$. Неотделяемые ведущие устройства изготавливались большего диаметра, чем калибр ствола двуствольной системы. Данное решение позволяет обеспечить обтюрацию, предотвращающую прорыв пороховых газов в ствол и необходимый уровень давления форсирования ударника. Конец камеры заряжания имеет конусное исполнение, что позволяет устанавливать метаемые суперкавитирующие ударники в ствол при помощи специального толкателя.

Для синхронизации запуска электрокапсул разработано запальное устройство, способное производить одновременное инициирование двух ЭКВ или создавать контролируемую задержку между их воспламенением. Данное устройство позволяет производить одновременное инициирование двух ЭКВ или обеспечить задержку от 15 мкс до 10 мс с шагом 1 мкс, также устройство имеет выход для синхронизации измерительно-регистрирующей аппаратуры.

При проведении экспериментальных исследований по групповому метанию суперкавитирующих ударников из двуствольной системы используется измерительно-регистрирующее оборудование; также оборудование управления и синхронизации объединено в измерительно-регистрирующий комплекс и включает:

- оборудование, установленное непосредственно на элементах гидробаллистического стенда: запальные цепи, датчики давления, свидетели пролета метаемого элемента;

- оборудование в помещении испытательной лаборатории: камеры видеонаблюдения, приборы и оборудование, обеспечивающие синхронизацию и передачу экспериментальных данных, высокоскоростные видеокамеры, аппарат высокоскоростной фоторегистрации;

- оборудование в помещении управления (аппаратура и приборы управления, запуска, отбраковки, обработки и записи полученной информации) — показано на рис. 6; используемая методика проведения экспериментов позволяет вести запись результатов в едином временном интервале, что значительно облегчает последующую обработку полученных результатов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Проведена серия экспериментов без воды, в ходе которой проводилась отработка технических решений и системы синхронизации регистрирующей аппаратуры и уточнялись параметры заряжания. Результаты одного из экспериментов представлены на рис. 7.

Давление в камерах сгорания 200–210 МПа, время выхода первого ударника из нижнего

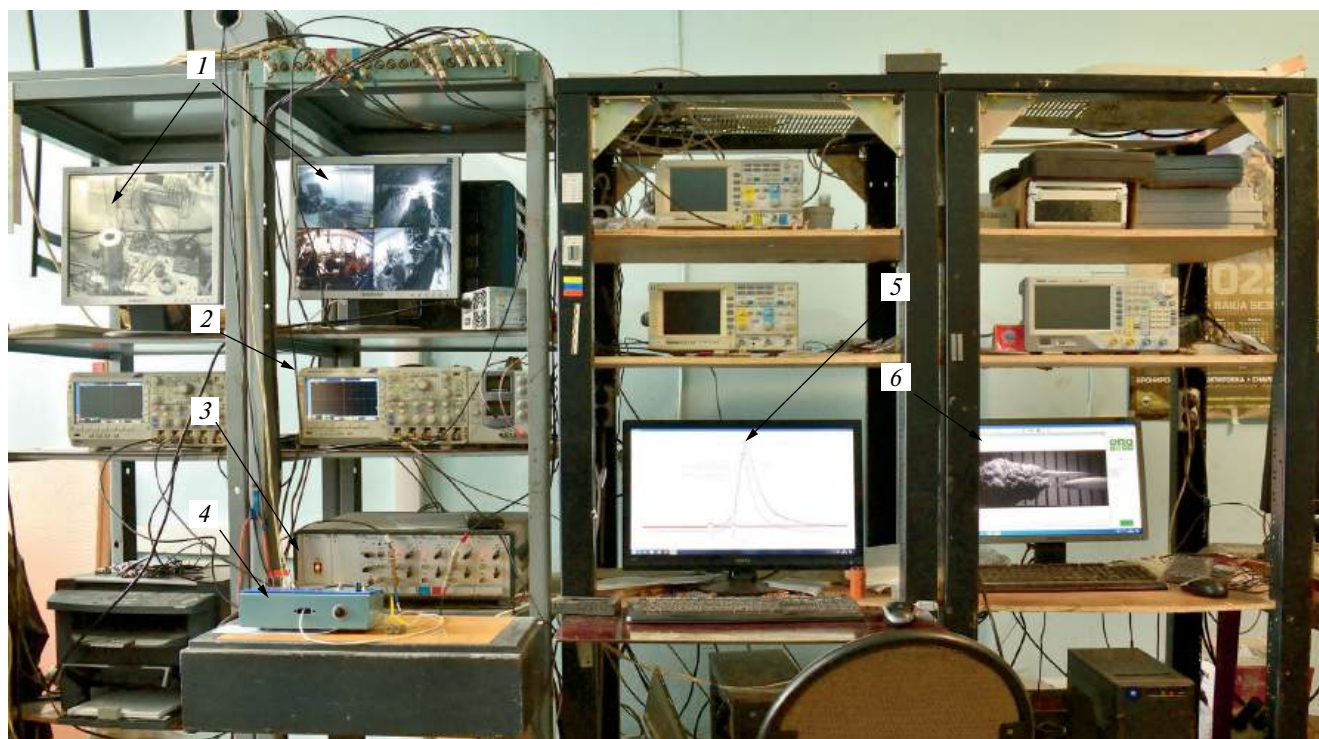


Рис. 6. Пулт управления и сбора информации измерительно-регистрирующего комплекса: 1 – мониторы системы видеонаблюдения в помещении гидробаллистического стенда; 2 – осциллограф (дублер) для регистрации давления в камерах сгорания; 3 – блок сопряжения комплекса “Нейва 10000”; 4 – пусковое устройство; 5 – монитор, отображающий давление в камере заряжения; 6 – монитор отображения, удаленный доступ к системе скоростной видеорегистрации.

ускорительного канала 5.838 мс, время выхода второго ударника из верхнего ускорительного канала 6.894 мс. Время выхода ударника из метательной установки регистрировалось за счет видеофиксации, так как видеосъемка и регистрация давления происходили в едином масштабе времени.

Проведена серия экспериментов с заполнением гидробаллистического стенда водой. Перед проведением эксперимента каждый канал баллистической установки герметизировался для предотвращения попадания в него воды. Метание суперкавитирующих ударников производилось из “сухого” канала непосредственно в водную среду. Результаты типичных экспериментов при одновременном метании и с программируемой задержкой представлены соответственно на рис. 8 и 9. При одновременном метании разница во времени вылета суперкавитирующих ударников составила 55 мкс, разница пройденного при этом пути на выходе из ствола была примерно равна половине длины ударника. При разновременном старте время выхода

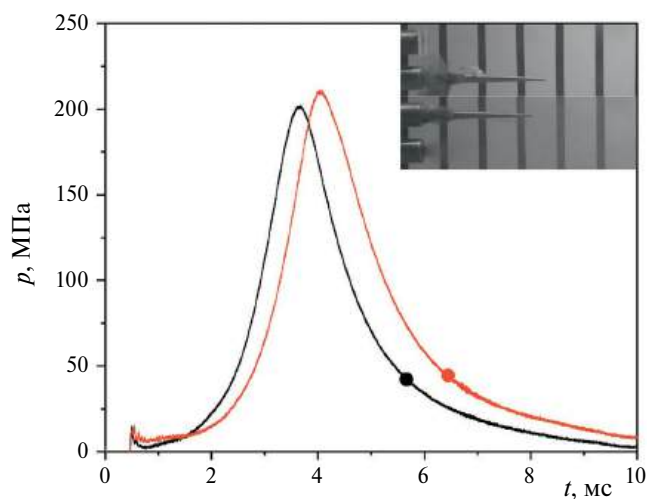


Рис. 7. Зависимость давления в камере заряжения от времени.

первого ударника из нижнего ускорительного канала на 945 мкс меньше времени выхода второго ударника из верхнего ускорительного канала.



Рис. 8. Видеокадры одновременного старта двух суперкавитирующих ударников.

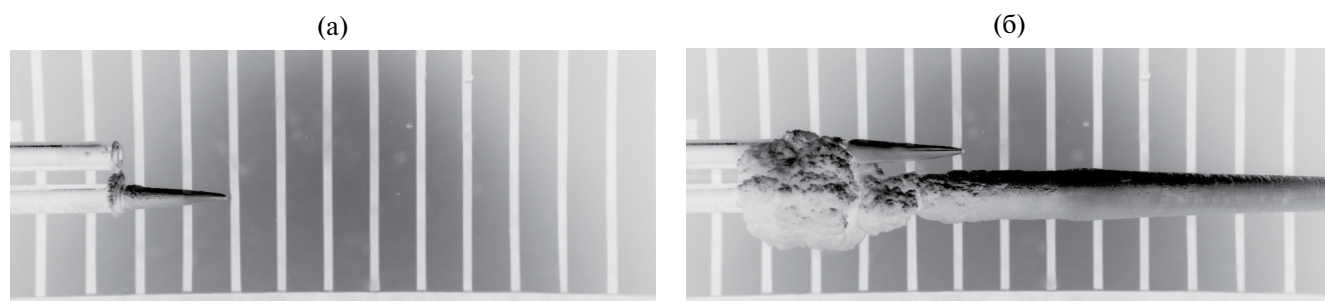


Рис. 9. Видеокадры разновременного старта двух суперкавитирующих ударников.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено баллистическое проектирование двуствольной метательной установки с учетом требований минимального расстояния между осями ускорительных каналов. Изготовлена рабочая модель двуствольной метательной установки, которая включена в гидробаллистический стенд. Проведены параметрические эксперименты, позволившие проверить разработанные технические решения и систему синхронизации измерительно-регистрирующей аппаратуры. С использованием двуствольной метательной установки реализован режим одновременного пуска суперкавитирующих ударников и пуска с задержками по времени.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-19-00233, <https://rscf.ru/project/19-19-00233/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ищенко А.Н., Буркин В.В., Касимов В.З., Дьячковский А.С., Чупашев А.В., Саммель А.Ю., Рогаев К.С.,

Сидоров А.Д., Майстренко И.В., Корольков Л.В., Бураков В.А., Саморокова Н.М. // ПТЭ. 2023. № 3. С. 125.

<https://doi.org/10.31857/S0032816223020192>

2. Ищенко А.Н., Афанасьева С.А., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Чупашев А.В. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 20. С. 47.
<https://doi.org/10.1134/S1063785019100225>
3. Ищенко А.Н., Афанасьева С.А., Бондарчук С.С., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Хабибуллин М.В., Чупашев А.В. // Инженерно-физический журнал. 2020. Т. 93. № 3. С. 661.
4. Афанасьева С.А., Бондарчук И.С., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Ищенко А.Н., Рогаев К.С., Саммель А.Ю., Сидоров А.Д., Степанов Е.Ю., Чупашев А.В. // Инженерно-физический журнал. 2020. Т. 94. № 6. С. 1528.
5. Буркин В.В., Ищенко А. Н., Майстренко И. В. и др. РФ Патент 2683148, 2019.
6. Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Касимов В. З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.
7. Ищенко А.Н., Буркин В.В., Касимов В.З., Афанасьева С.А., Дьячковский А.С., Рогаев К.С. // Инженерно-физический журнал. 2020. Т. 93. № 2. С. 451.

УДК 533.6.07, 533.6.08

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

© 2024 г. О. И. Поддаева^а, *, А. Ф. Зубков^б, **

^аНациональный исследовательский Московский государственный строительный университет
Россия, 129337, Москва, Ярославское ш., 26

^бНаучно-исследовательский институт механики
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
Россия, 119192, Москва, Мичуринский пр-т, 1

*e-mail: poddaevaoi@gmail.com

**e-mail: 9392998@mail.ru

Поступила в редакцию 07.04.2024 г.

После доработки 22.05.2024 г.

Принята к публикации 04.07.2024 г.

Представлено экспериментальное исследование характеристик турбулентных течений в аэродинамической трубе. Разработана методика исследования параметров и характеристик турбулентного потока в рабочей зоне аэродинамической трубы, включающая определение воспроизводимого диапазона скорости потока воздуха, определение неустойчивости скорости потока воздуха, определение неравномерности поля скоростей потока воздуха. Результаты исследований поля скоростей демонстрируют возможность проведения аэродинамических испытаний для моделей, обдуваемых равномерным потоком.

DOI: 10.31857/S0032816224040234 EDN: NXQLCB

1. ВВЕДЕНИЕ

Аэродинамическая труба — экспериментальная установка для исследования явлений и процессов, сопровождающих обтекание тел потоком газа (обычно воздуха). Знания о турбулентных течениях в пограничном слое чрезвычайно важны в строительной аэродинамике. Для изучения течения в приземном слое атмосферы обычно используются данные натурных испытаний, экспериментальных исследований в аэродинамических трубах и численного моделирования (CFD) [1]. В ходе физического моделирования в аэродинамических трубах можно проконтролировать условия проведения эксперимента, можно повторить эксперимент при тех же параметрах потока воздуха [2]. Надежность физического моделирования

в аэродинамической трубе главным образом зависит от точности моделирования ветрового потока, в особенности в приземном слое атмосферы.

Характеристики ветрового потока в пограничном слое атмосферы определяются профилем средней скорости ветра, интенсивностью турбулентности и интегральным спектром мощности ветра [3–5]. Идеальным методом моделирования пограничного слоя атмосферы в аэродинамической трубе является создание турбулентного пограничного слоя за счет естественной шероховатой поверхности, но этот метод требует протяженной рабочей зоны аэродинамической трубы. Наличие протяженной рабочей зоны (18.9 м) характеризует аэродинамическую трубу НИУ МГСУ.

Известно множество способов моделирования пограничного слоя в рабочей зоне аэродинамической трубы с ограниченной рабочей зоной [6, 7]. Наиболее распространенным методом моделирования турбулентности в аэродинамических трубах является размещение в рабочей части вихревых генераторов и элементов сопротивления определенной расстановки для формирования требуемого ветрового потока [8, 9]. Клинья и элементы шероховатости были впервые использованы при моделировании приземного пограничного слоя в конце 60-х годов прошлого века [10]. В работе [11] исследованы моделирование пограничного слоя с помощью решетки и сопротивлений, сделан вывод, что пограничные слои, созданные полностью естественным путем, дают наилучшее моделирование, а также что искусственные элементы типа сопротивления неизбежно снижают качество моделирования. В работе [12] использованы сопротивления в виде шпилей и кубов, показано, что такая конструкция может обеспечить желаемую толщину пограничного слоя на расстоянии около 4.0 м от входа в испытательную секцию. Тема использования клиньев и элементов шероховатостей при моделировании пограничного слоя и крупномасштабной турбулентности развита в работах [13–16].

Соблюдение кинематического подобия (подобие полей скоростей реального объекта и модели) является необходимым условием для корректного моделирования в задачах обтекания. Базовой характеристикой аэродинамической трубы архитектурно-строительного типа является изотропность и равномерность ветрового потока в рабочей зоне, при условии отсутствия дополнительных турбулизаторов и аэродинамических сопротивлений.

Для адекватного моделирования равномерной скорости ветра в аэродинамической трубе принимаются определенные меры, такие как:

- профилирование конфузора перед рабочим участком;
- организация специальных узлов для поворота потока в аэродинамической трубе замкнутого типа;
- использование секционного вентиляторного блока для повышения равномерности потока;
- специальные покрытия стенок аэродинамической трубы;

— установка хоннейкомба и профилирование форкамеры.

Целью диагностики поля скоростей в аэродинамической трубе является контроль за равномерностью потока.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для идентификации режимов обтекания моделей в рабочей части аэродинамической трубы выполнено измерение поля скоростей с высокой степенью дискретизации. Измеритель поля скоростей собран из горизонтальной балки гребенки с установленными на ней приемниками полного давления. Гребенка закреплена на подвижной каретке координатного устройства с дистанционным управлением. Каретка совместно с закрепленной на ней гребенкой перемещается в вертикальной плоскости с шагом, заданным в программе исследований (рис. 1).

Для построения поля скоростей в рабочем сечении аэродинамической трубы необходимо собрать информацию о полном и статическом давлениях в нескольких точках. Основным элементом, воспринимающим давление набегающего потока, является приемник полного давления. Ось трубки приемника полного давления расположена по нормали к вектору скорости.

Наиболее подробно необходимо измерить поле скоростей в центральной части трубы (далее — в ядре потока), куда устанавливается модель для исследований. Контроль скорости вблизи потолка и около вертикальных стенок носит информационный характер. Расположение контрольных точек по вертикали выполняется с шагом 61 мм.

Поскольку существует влияние пограничного слоя вдоль стенок аэродинамической трубы на равномерность потока, по правилам проведения аэродинамического эксперимента размещение модели ближе 300 мм от стенок нежелательно. По этой причине измерение поля скоростей выполнено в зоне размещения модели, и на гребенке отсутствуют приемники давления с координатами 0, 100, 200, 3800, 3900, 4000 мм. Вертикальное перемещение гребенки определяется конструкцией каретки координатного устройства, оно происходит в диапазоне от 44 до 1020 мм. Постановка каретки для вертикального перемещения пилон с приемниками

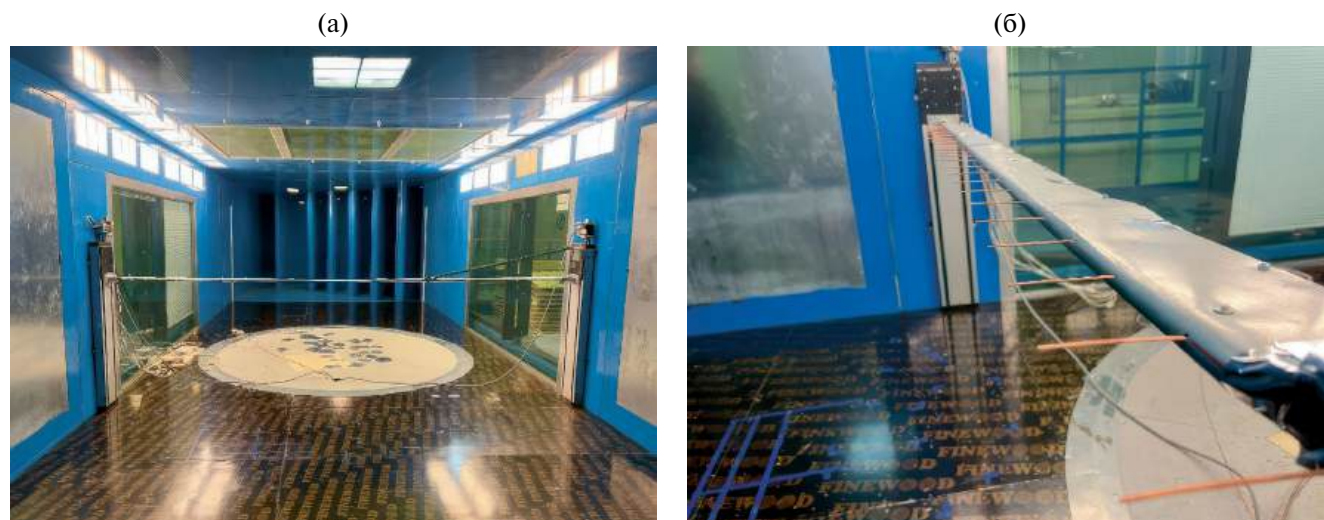


Рис. 1. Специализированная гребенка для проведения измерений, установленная на координатном устройстве.

давления выполнена с использованием оптического прибора. Отклонение от вертикали рельса каретки составляет не более 2 мм на всей длине.

Контрольная плоскость поперечного сечения, в которой измеряется поле скоростей, размещена перед автоматизированным поворотным столом, на котором размещается исследуемая модель во время эксперимента. Во время проведения исследования модель отсутствует, что означает полное отсутствие загромождения расходного сечения аэродинамической трубы.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ СКОРОСТИ ПОТОКА ВОЗДУХА

Измерение скорости воздушного потока при определении рабочего диапазона скорости потока воздуха, воспроизводимого в аэродинамической трубе, проводится совместно с измерением температуры в потоке воздуха в рабочей зоне аэродинамической трубы комбинированным приемником полного статического давления (ППСД) и измерителем разности давлений.

В качестве штатного ППСД используется напорная трубка модификации Пито. В качестве измерителя разности давлений используется дифференциальный цифровой манометр.

Для измерений скорости воздушного потока комбинированный ППСД устанавливается в рабочую зону аэродинамической трубы на расстоянии не более 10 см от ее оси в удобном для измерения сечении на расстоянии

не далее 4 м от границ рабочей зоны аэродинамической трубы вдоль ее оси. ППСД располагается навстречу потоку параллельно оси рабочей зоны аэродинамической трубы. Точность установки приемника относительно оси трубы регламентируется паспортными характеристиками измерительного устройства.

Угол отклонения оси ППСД от оси трубы определяется расчетом по результатам измерения длины трубки ППСД и расстояний переднего и заднего концов ППСД от нижней и боковой внутренних стенок трубы.

Пневмометрические трубки Пито позволяют определить скорость потока методом измерения динамического давления. Для измерения динамического давления пневмометрических ППСД в диапазоне от 0 до 1.4 кПа может применяться дифференциальный манометр цифровой типа ДМЦ-01.

Порядок проведения измерений диапазона скорости воздушного потока в рабочей зоне аэродинамической трубы таков: включить аэродинамическую трубу на требуемой протоколом измерений скорости вращения создающих поток ее вентиляторов, дождаться стабилизации скорости потока воздуха, провести начальное измерение скорости. Если результат начального измерения меньше 4 м/с, то увеличить скорость до 4 м/с, дождаться стабилизации потока воздуха в аэродинамической трубе и провести повторное измерение, результат которого зафиксировать. После определения нижней границы

диапазона воспроизведения скорости воздушного потока увеличить скорость до 30 м/с и дождаться стабилизации потока. Если после стабилизации скорость окажется меньше или больше указанного значения за пределами допустимого отклонения, то скорректировать скорость повторно и дождаться стабилизации потока. При необходимости повторить процедуру корректировки скорости до достижения необходимого результата и зафиксировать его.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ СКОРОСТИ ПОТОКА ВОЗДУХА

Нестабильность скорости потока воздуха в аэродинамической трубе определяется на границах диапазона воспроизведения скорости воздушного потока и в средней его части.

Скорость в средней части рабочего диапазона можно принять равной характерной для большинства испытаний скорости 15 м/с.

Для определения неустойчивости провести серию измерений скорости за время не менее 10 мин. Интервал между отдельными измерениями должен быть не больше 3 с.

Нестабильность $\check{V}$ скорости определить как отношение стандартного отклонения S_v отдельных измерений скорости V_i в серии из n измерений к среднему арифметическому значению скорости V_{cp} (выборочной оценке средней скорости):

$$\check{V} = \frac{S_v}{V_{cp}}; \quad V_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V_i;$$

$$S_v = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (V_i - V_{cp})^2}{n-1}}. \quad (1)$$

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ПОТОКА ВОЗДУХА

Неравномерность поля скоростей определяется в нескольких сечениях рабочей части аэродинамической трубы, перпендикулярных ее оси, для характерных скоростей, используемых в испытаниях в аэродинамической трубе. Неравномерность поля скоростей измеряется штатным опорным ППСД, а также специализированной гребенкой, оснащенной группой приемников полного давления. Для измерения поля скоростей необходимо после включения

аэродинамической трубы дождаться стабилизации потока и провести совместное измерение динамических давлений с помощью приемников на гребенке и штатного трубного ППСД. В каждом положении гребенки провести серию из не менее, чем 10 измерений с интервалом между измерениями не более 3 с.

Результатом каждой серии измерений считаются: среднее значение скорости, стандартное отклонение среднего значения скорости, количество измерений и время между отдельными измерениями (или общее время серии).

Определяется значение скорости $V_{*,*2}$ (среднее значение серии) в расположении ППСД, соответствующее начальному (первый раз) значению скорости $V_{*,*1}$ (среднему значению серии) в месте расположения гребенки в центральной точке первого контрольного сечения. Проводится нормировка скоростей (средних значений в серии) в контрольном сечении в соответствии с формулой

$$V_{i,j,1}^H = V_{i,j,1} \cdot \frac{V_{*,*2}}{V_{i,j,2}}, \quad (2)$$

где первые два значения индекса обозначают номера точек по горизонтали и вертикали.

Параметры $V_{*,*2}$ и $V_{*,*1}$ одни и те же для всех сечений. Поэтому рекомендуется первое исследуемое сечение разместить в средней части рабочей зоны аэродинамической трубы в месте, наиболее часто используемом для размещения испытываемых в аэродинамических трубах объектов.

Границы ядра равномерного потока и профили скорости в сечениях являются результатами испытаний. Профили скорости, кроме табличных значений, представляют также в графическом виде, например, в виде линий уровней.

Процедура диагностики поля скоростей проводится на скорости потока (в центральной контрольной точке), соответствующей оптимальной для большинства аэродинамических экспериментов. Для трубы НИУ МГСУ характерная скорость потока равна 15 м/с. Дополнительные исследования поля скоростей следует проводить на скорости 20 м/с (данная скорость рекомендуется при исследовании особых моделей, для которых критерий автомодельности по Рейнольдсу высокий).

6. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенной серии испытаний определены нестабильность скорости потока, неравномерность поля скоростей потока воздуха для пустой трубы и для трубы с присутствием аэродинамических сопротивлений и турбулизаторов (рис. 2).

Получена зависимость коэффициента турбулентности от высоты для различных точек сечения (рис. 3) для пустой трубы (а) и трубы с аэродинамическими сопротивлениями и турбулизаторами (б).

Определена неравномерность поля скоростей потока воздуха (рис. 4, 5). На рис. 5



Рис. 2. Поле аэродинамических сопротивлений в рабочей зоне аэродинамической трубы.

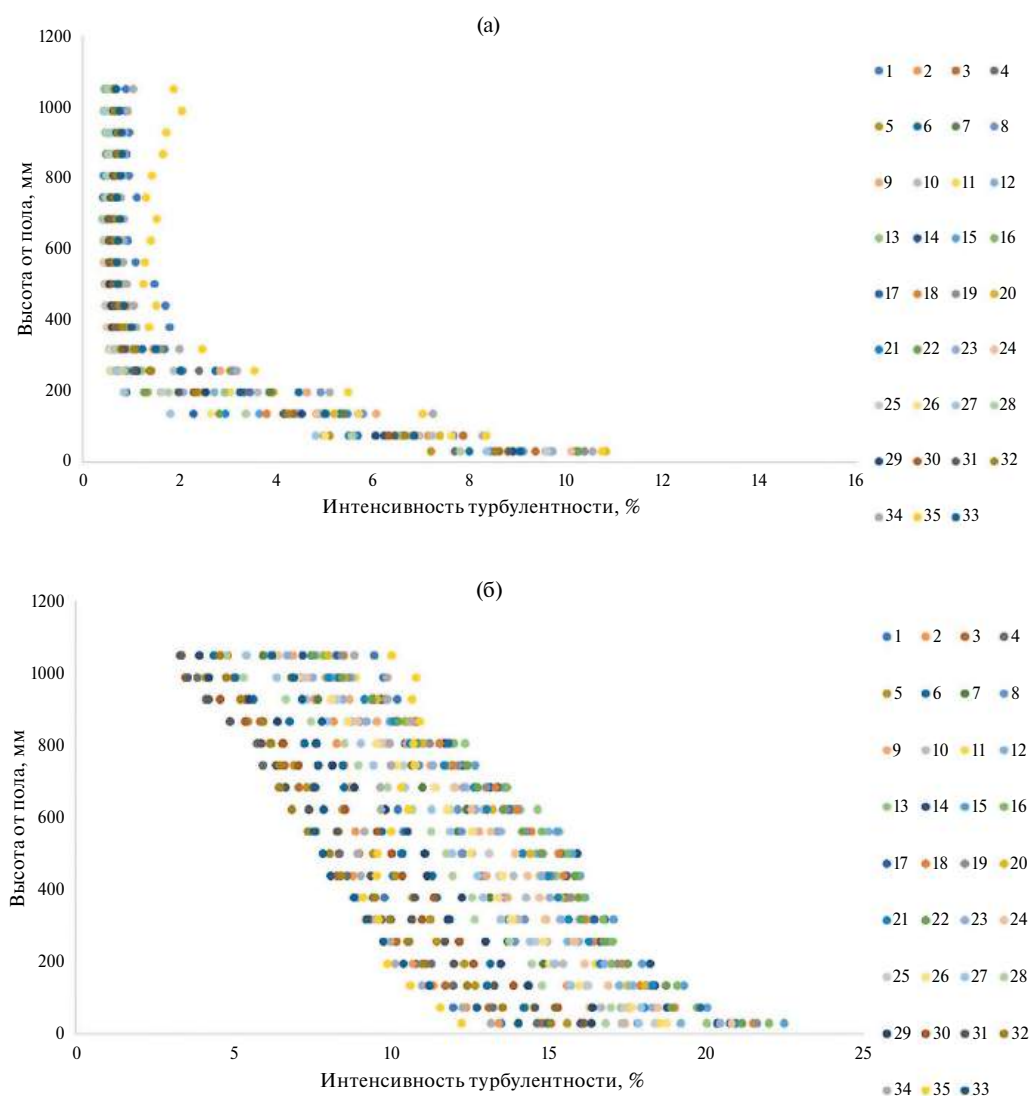


Рис. 3. Зависимость коэффициента турбулентности в зависимости от высоты: для пустой трубы (а) и для трубы с аэродинамическими сопротивлениями и турбулизаторами (б).

представлены профили скорости для пустой трубы (рис. 5а) и для трубы с турбулизаторами (рис. 5б).

В выполненном исследовании разработана методика исследования параметров и характеристик турбулентного потока в рабочей зоне аэродинамической трубы, включающая определение воспроизводимого диапазона скорости потока воздуха, определение неустойчивости скорости потока воздуха, определение неравномерности поля скоростей потока воздуха.

Результаты исследований поля скоростей демонстрируют возможность проведения аэродинамических испытаний для моделей,

обдуваемых равномерным потоком. Дальнейшая программа исследований предполагает проведение исследований в дополнительных сечениях (сечение за автоматизированным поворотным столом, сечение в зоне размещения стенда для статических и динамических испытаний мостовых конструкций), а также дополнительные исследования параметров потока с установленными аэродинамическими сопротивлениями и турбулизаторами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования Головного регионального центра коллективного пользования и уникальной научной установки

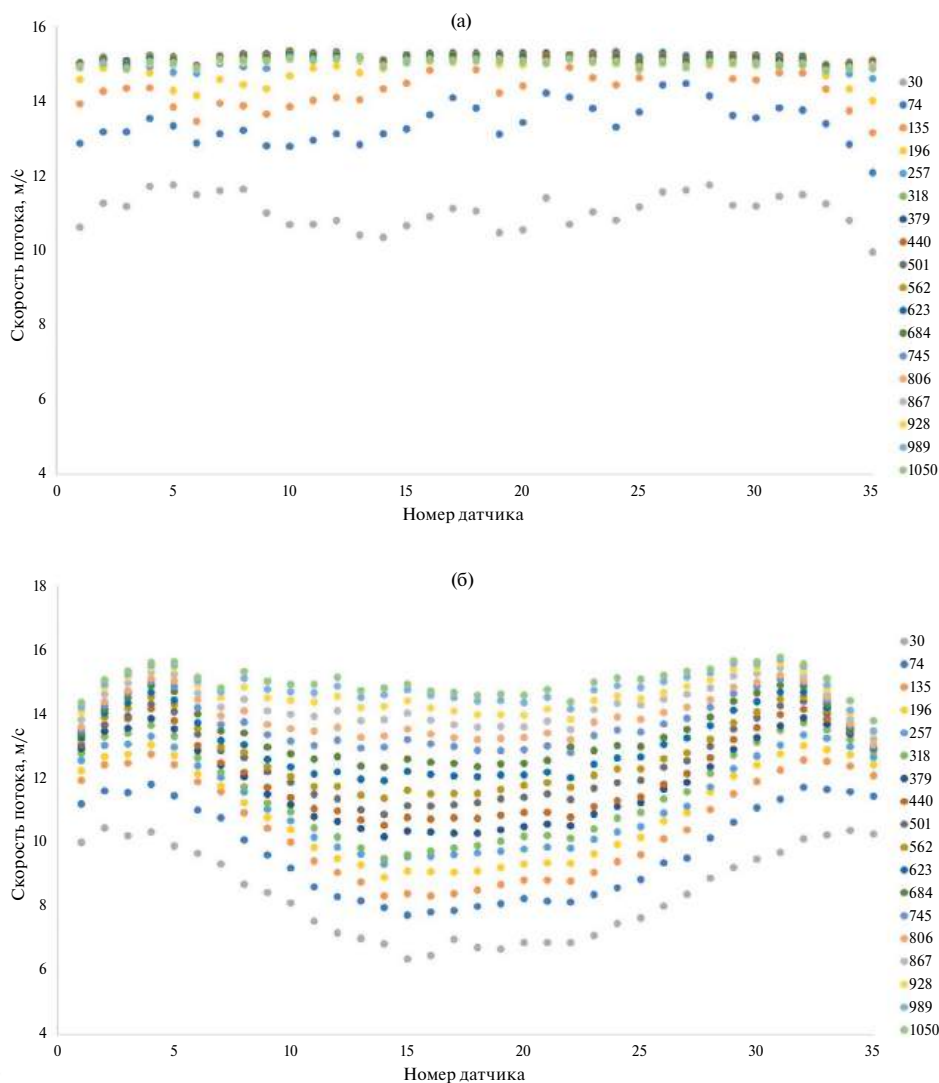


Рис. 4. Зависимость скорости от номера датчика для различных высот: для пустой трубы (а) и для трубы с аэродинамическими сопротивлениями и турбулизаторами (б).

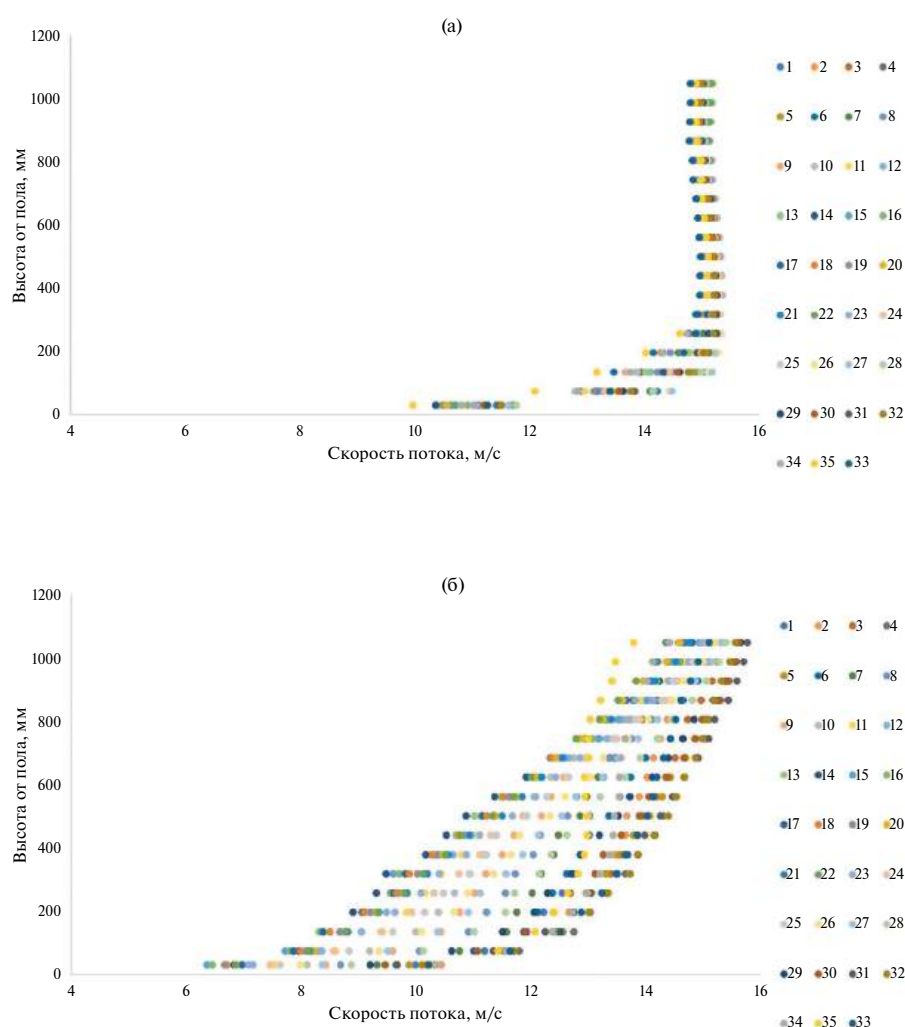


Рис. 5. Профиль скорости: для пустой трубы (а) и трубы с аэродинамическими сопротивлениями и турбулизаторами (б).

“Большая исследовательская градиентная аэродинамическая труба НИУ МГСУ”. Работа поддержана грантом 2024 года на проведение фундаментальных и прикладных научных исследований (НИР/НИО-КР) научными коллективами НИУ МГСУ, проект № 01-392/130.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhao L., Wu F., Liu Z., Yan A. Ge Ya. // *Advances in Bridge Engineering*. 2022. V. 3. P. 28
<https://doi.org/10.1186/s43251-022-00072-z>.
2. Cermak J.E. // *AIAA J.* 1979. V. 7. P. 679.
<https://doi.org/10.2514/3.61203>
3. Liu A.Q. Cai C.S. Han Y. // *ABEN*. 2020. V. 1. P. 7.
<https://doi.org/10.1186/s43251-020-00007-6>
4. Simiu E., Scanlan R.H. *Wind effects on structures: an introduction to wind engineering*. Hoboken: John Wiley & Sons, 1986.
5. Simiu E., Yeo D.H. *Wind Effects on Structures*. Hoboken: John Wiley & Sons Ltd., 2019.
<http://dx.doi.org/10.1002/9781119375890>
6. Armit J., Counihan J. // *Atmos. Environ.* 1968. V. 2. № 1. P. 49.
[https://doi.org/10.1016/0004-6981\(68\)90019-X](https://doi.org/10.1016/0004-6981(68)90019-X)
7. Counihan, J. // *Atmos. Environ.* 1970. V. 4. № 3. P. 259.
[https://doi.org/10.1016/0004-6981\(70\)90061-2](https://doi.org/10.1016/0004-6981(70)90061-2)

8. *Yassin M.F., Kato S., Ooka R., Takahashi T., Kouno R.* // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. 2005. V. 93. P. 361.
<https://doi.org/10.1016/j.jweia.2005.02.005>
9. *Nishi A., Kikugawa H., Matsuda Y., Tashiro D.* // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. 1997. V. 67-68. P. 861.
[https://doi.org/10.1016/S0167-6105\(97\)00124-4](https://doi.org/10.1016/S0167-6105(97)00124-4)
10. *Ling S.C., Wan C.A.* // Phys. Fluids. 1972. V. 15(8). P. 1363.
<https://doi.org/10.1063/1.1694093>
11. *Cook N.J.* // Atmos. Environ. 1973. V. 7. P. 691.
[https://doi.org/10.1016/0004-6981\(73\)90151-0](https://doi.org/10.1016/0004-6981(73)90151-0)
12. *Counihan J.* // Atmos. Environ. 1973. V. 7. P. 673.
[https://doi.org/10.1016/0004-6981\(73\)90150-9](https://doi.org/10.1016/0004-6981(73)90150-9)
13. *Kobayashi H., Hatanaka A., Ueda T.* // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. 1994, V. 53. P. 315.
[https://doi.org/10.1016/0167-6105\(94\)90089-2](https://doi.org/10.1016/0167-6105(94)90089-2)
14. *Kobayashi H., Hatanaka A.* // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. 1992. V. 41. P. 959.
[https://doi.org/10.1016/0167-6105\(92\)90102-G](https://doi.org/10.1016/0167-6105(92)90102-G)
15. *Melaku A.F., Bitsuamlak G.T.* // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. 2021. V. 212. P. 104580.
<https://doi.org/10.1016/j.jweia.2021.104580>
16. *Hohman T.C., Van Buren T., Martinelli L., Smits A.J.* // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. 2015. V. 145. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.jweia.2015.05.012>

УДК 621.565.83+536.5

ТЕПЛОВИЗИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУКТУР НА ВЫХОДАХ ИЗ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

© 2024 г. В. Н. Самохвалов^{а, *}

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

^{*}e-mail: vn_samokhvalov@mail.ru

Поступила в редакцию 18.10.2023 г.

После доработки 14.05.2024 г.

Принята к публикации 06.06.2024 г.

Представлено устройство, имеющее преобразователь температуры, выполненный в виде сетки из материала с низкой теплопроводностью, и тепловизор. Его использование позволяет послойно зафиксировать поле температуры воздушного потока, косвенно определяющее конфигурацию и размеры вихревых структур на выходах вихревой трубы. Установлено, что параметры и структура выходящих потоков как охлажденного, так и нагретого воздуха из противоточной вихревой трубы с осевыми выходами зависят от соотношения площадей проходных сечений диафрагмы и диффузора.

DOI: 10.31857/S0032816224040241 EDN: NXMWYZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Картина газового течения в вихревой трубе Ранка–Хилша как в камере расширения, так и на выходе из нее может служить основой для объяснения механизма эффекта Ранка. Крупномасштабные вихревые структуры в закрученном потоке внутри камеры расширения вихревой трубы были визуализированы в реальном времени с использованием метода цветной гильберт-визуализации фазовых полей оптической плотности закрученных потоков [1] методом лазерной доплеровской визуализации поля скоростей [2, 3], а также методом цифровой трассерной визуализации [4, 5]. В то же время структура вихря на выходе из камеры расширения вихревой трубы исследована в меньшей степени. Визуализация спирали вихря на "холодном" выходе противоточной вихревой трубы была получена при импульсной подкраске ядра вихря теньвым способом [6].

Вследствие наличия градиента температуры по сечению камеры расширения вихревой

трубы температура приосевых крупномасштабных когерентных вихревых структур значительно отличается от температуры периферийного объема воздушного потока [7]. Поэтому для исследования возникающих вихревых структур возможно применение различных методов панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей [8]. Методы инфракрасной термографии тепловых полей позволяют измерить распределение теплового излучения и преобразовать его в карту температур, что возможно с применением тепловизора. Но поскольку газовые среды прозрачны в ИК-области спектра, термография часто применяется для исследования струйных потоков (например импактных струй) при их взаимодействии с некоторой поверхностью. В работах [9–11] для исследования температурных полей газовых потоков с использованием тепловизора применен первичный чувствительный элемент — преобразователь температуры, который изготавливался в виде редкой сетки тонких

нитей из материала с низкой теплопроводностью. Сетка располагалась вдоль потока газа (ось сопла совпадала с плоскостью сетки).

Установка такого датчика в газовом потоке приводит к формированию на сетке распределения температуры, соответствующего температурному полю потока. Но для вихревой трубы такая схема устройства не может быть применена вследствие прецессии вихревого ядра и его сложного спирального движения после выхода из диафрагмы вихревой трубы [12].

Целью исследования была разработка устройства и методики косвенной послойной визуализации вихревых потоков на "холодном" и "горячем" выходах вихревой трубы при различных схемах ее работы.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Для косвенного исследования вихревых структур на "холодном" и "горячем" выходах противоточной вихревой трубы, имеющих температуру, отличающуюся от основного потока газа, предложено устройство с сеткой, располагаемой поперек воздушного потока (рис. 1).

Установка такого датчика в воздушном потоке на выходе из вихревой трубы формирует на сетке распределение температуры, соответствующее температурному полю потока в этом сечении струи. Таким образом, выполняется одновременное измерение температурного поля большого числа точек газового потока в области течения, определяемой размерами сетки. Меняя положение сетки в потоке вдоль оси выходных отверстий штуцеров, можно регистрировать термический след газодинамических

структур, по которому идентифицируется их строение.

Такое расположение сетки нарушает газодинамическую структуру течения после прохождения воздуха через сетку, но позволяет фиксировать тепловой след от вихря при его контакте с сеткой. Поскольку рамка с сеткой 6 может перемещаться по шпилькам 5 вдоль оси выходных штуцеров с заданным шагом и фиксируется гайками, это позволяет послойно фиксировать тепловой след от вихря на сетке. Тепловое излучение от нитей сетки, закрепленной на рамке 6, посредством тепловизионной камеры 7 преобразуется в визуальное цветовое поле на мониторе компьютера и расшифровывается в числовые значения температуры на шкале "цвет—температура". Это дает возможность при обработке тепловой картины на мониторе измерять размеры и определять форму вихревых структур в сечении, а также определять положение оси вихрей относительно оси выходного штуцера (3 или 4) на различном расстоянии от выходного отверстия штуцера. При последующей компьютерной обработке серии кадров, полученных при пошаговом перемещении рамки с сеткой, можно построить 3D-модель вихря после его выхода из штуцера вихревой трубы.

В данной работе для панорамной регистрации динамических тепловых полей (теплого излучения от нитей сетки-преобразователя) использовалась тепловизионная камера FLIR SC7000, связанная с ноутбуком. Тепловизор работает в средневолновой (3–5 мкм) и длинноволновой (8–14 мкм) спектральных полосах. Прибор обладает высокой температурной чувствительностью (NETD) – до 18 мК при +30°C при частоте

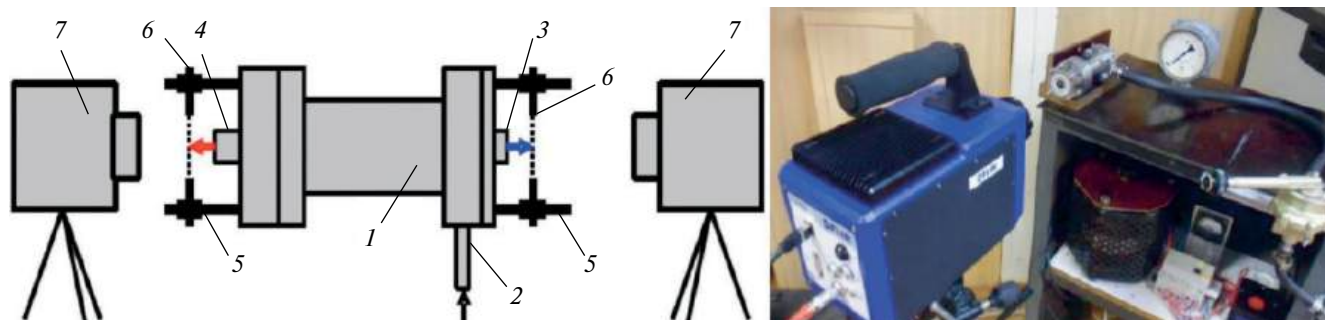


Рис. 1. Принципиальная схема и общий вид установки: 1 – корпус вихревой трубы, 2 – штуцер подачи сжатого воздуха, 3 – штуцер выхода охлажденного воздуха, 4 – штуцер выхода подогретого воздуха, 5 – шпильки, 6 – рамка с сеткой, 7 – тепловизор.

обновления кадров до 380 Гц (в полнокадровом режиме). Термографический анализ проводился с помощью программы Altair. Съемка проводилась с расстояния 0.2 м, ось объектива камеры тепловизора совмещалась с осью выходных отверстий вихревой трубы. Принципиальная схема использовавшейся противоточной вихревой трубы с осевыми выходами показана на рис. 2.

Диаметр камеры расширения 1 вихревой трубы — 10 мм, длина — 76 мм. Сменные штуцеры 7 фиксировались во фланце 3. Проводилась съемка как воздушного потока, выходящего из штуцера нагретого воздуха 7 (рис. 3а), так и охлажденного воздуха из отверстия во фланце 2 (рис. 3б).

Для контроля результатов измерения тепловизионного поля тепловизором одновременно проводились измерения температуры воздуха хромель-алюмелевой термопарой в периферийных зонах перед сеткой, не охваченных интенсивным вихревым движением воздушного потока. Применялась термопара ТС-K-TYPE-1М с диаметром проводников 0.35 мм (спай "капля"), подключаемая к электронному термометру Digital Thermometer Mastech MS6500.

Сетка-преобразователь температуры была выполнена из мультифиламентных полиамидных нитей: диаметр продольных нитей был порядка 0.12 мм, диаметр поперечных нитей — порядка 0.06 мм. Размер ячейки сетки 0.32×0.32 мм². Для увеличения контрастности теплового поля и точности измерения температур при работе тепловизора нити сетки были предварительно зачернены. Рамка с сеткой устанавливалась

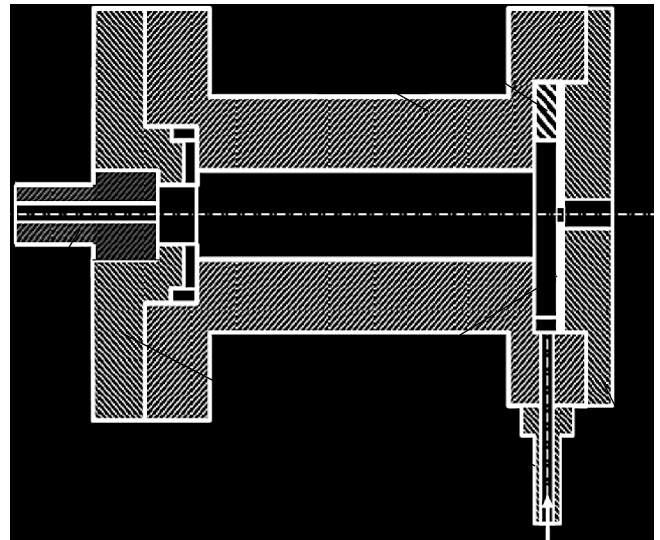
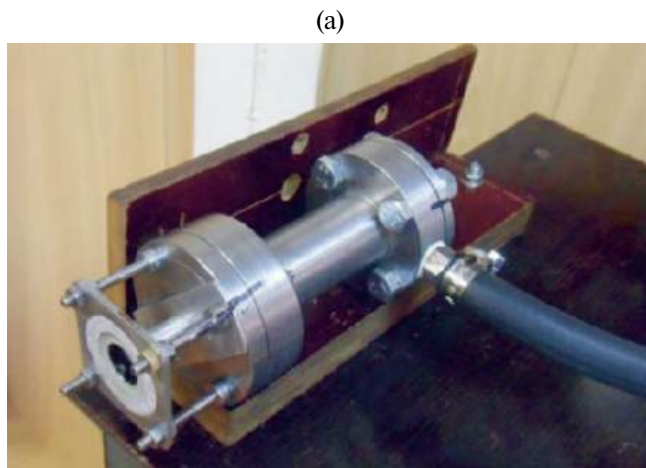


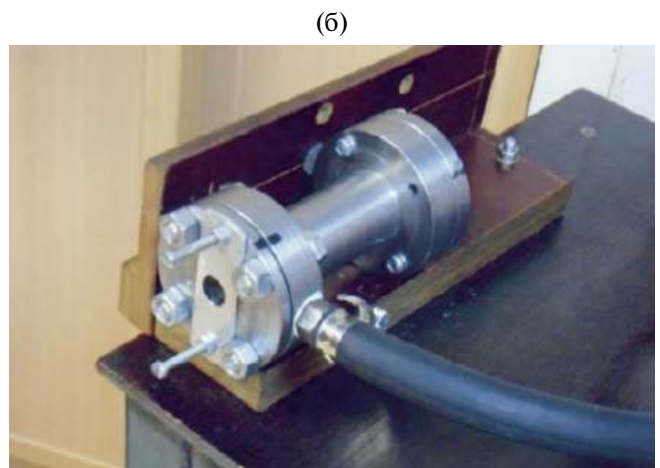
Рис. 2. Схема вихревой трубы: 1 — камера расширения, 2 — передний фланец, 3 — задний фланец со щелевым развихрителем потока, 4 — закручивающее устройство (улитка), 5 — сменная диафрагма, 6 — входной штуцер, 7 — сменный выходной штуцер (диффузор) нагретого воздуха.

перпендикулярно оси выходных штуцеров вихревой трубы. Благодаря этому получены тепловизионные изображения поперечных срезов воздушной струи как на выходе охлажденного воздуха, так и на выходе нагретого воздуха.

Снимались тепловизионные фильмы длительностью 60 с при частоте 50 кадров/с (3000 кадров). Каждая видеозапись начиналась непосредственно перед моментом подачи давления на вход вихревой трубы (включением двухпозиционного крана), запись включала



(а)



(б)

Рис. 3. Варианты установки вихревой трубы относительно тепловизора.

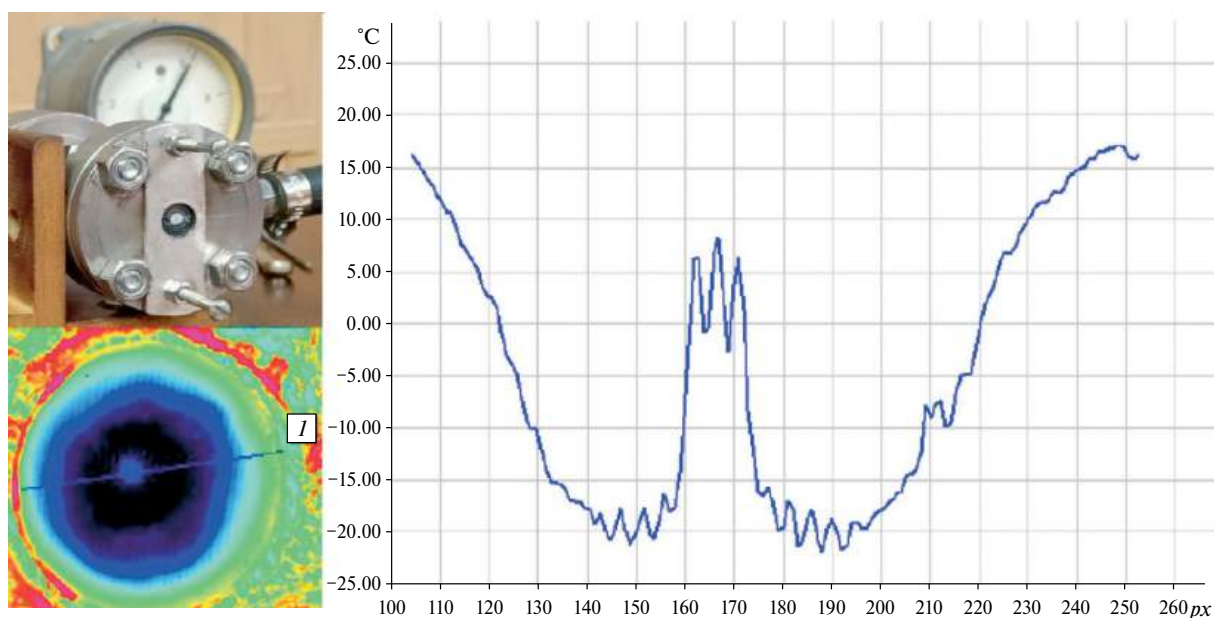


Рис. 4. Вид ледяного образования на сетке, термограмма потока в сечении и по длине контрольной линии на сетке ($1px = 0.1 \text{ мм}$) при $d = 5 \text{ мм}$, $\beta = 1$, $P = 0.6 \text{ МПа}$.

рабочий этап и этап прекращения подачи сжатого воздуха во входной штуцер. Таким образом, фиксировались как переходные процессы при включении и выключении вихревой трубы, так и этап ее стабильной работы. В отдельных случаях для фиксации возможных быстропротекающих, а также для исследования переходных процессов проводилась съемка с частотой 176 кадров/с (6000 кадров, длительность 34 с). Каждый кадр — исходная цифровая матрица размером 640×512 пикселей (разрешение матрицы тепловизора). В нем каждый элемент — значение температуры в определенной точке нити сетки в контрольный момент времени.

Для каждого сочетания диаметров диафрагмы и диффузора съемка тепловизионных фильмов проводилась как при постоянном (заданном) давлении на входе вихревой трубы (на рабочем этапе), так и при ступенчатом (с шагом 0.05 МПа) варьировании величины входного давления сжатого воздуха в диапазоне от 0.1 до 0.6 МПа (контролировалось по манометру, кл. 2.5). В первом случае давление поддерживалось с помощью редуктора, во втором случае варьирование давления на входе в вихревую трубу обеспечивалось путем ступенчатого изменения настройки воздушного редуктора.

В экспериментах варьировались (рис. 2) диаметр d отверстия сменной диафрагмы 5 вихревой трубы — 3, 4, 4.5 и 5 мм; диаметр отверстия

диффузора D (сменный штуцер 7) — 2.5, 3.0, 3.5, 4, 5 и 6 мм. Вследствие этого изменялись относительный весовой расход холодного потока и величина снижения температуры охлажденного потока, а также связанные с этим вихревые структуры на выходах вихревой трубы. В проведенных опытах расход сжатого воздуха не измерялся и соотношение нагретого и охлажденного воздуха не определялось. В качестве параметра, определяющего режим работы вихревой трубы, принято отношение площади отверстия диафрагмы к площади отверстия диффузора, определяющее удельный весовой расход охлажденного воздуха:

$$\beta = (d/D)^2,$$

где d — диаметр отверстия диафрагмы 5, D — диаметр отверстия диффузора 8 (рис. 2).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Проведено исследование структуры охлажденного потока, выходящего из диафрагмы вихревой трубы (рис. 3б). Как показали опыты, в ряде случаев визуально наблюдается кольцеобразная форма ледяных образований на сетке (рис. 4 — широкое кольцо с малым центральным отверстием, рис. 5 — узкое кольцо с разрывом), которые, как следует из полученных термограмм, обусловлены тем, что стенка вихря

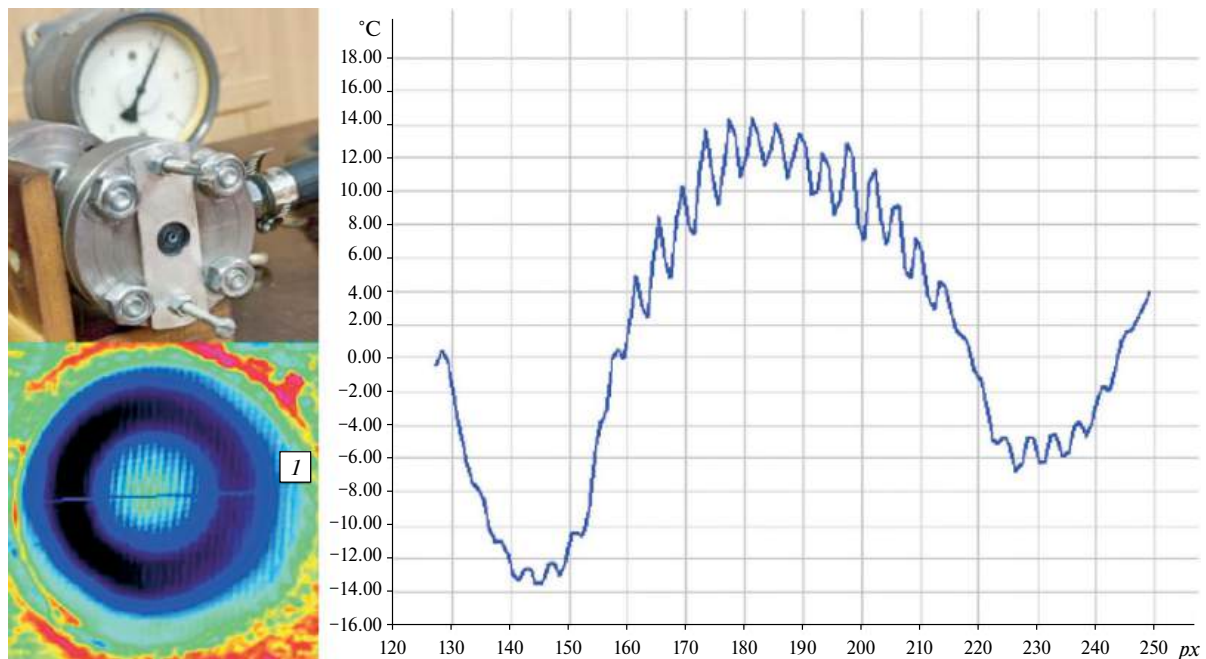


Рис. 5. Вид ледяного образования на сетке, термограмма потока в сечении и по длине контрольной линии на сетке ($l_{px} = 0.1$ мм) при $d = 4$ мм, $\beta = 0.64$, $P = 0.6$ МПа.

имеет отрицательную температуру, а его центральная часть и периферийная зона потока — положительную температуру.

Установлено, что при одном и том же значении давления на входе вихревой трубы в одном и том же сечении вихря (положении сетки) толщина стенки вихря и ее температура значительно различаются в зависимости от величины β . При постоянном давлении на входе в вихревую трубу наблюдается небольшая подвижность картины термограммы, очевидно, обусловленная прецессией ядра вихря. При ступенчатом варьировании давления на входе в вихревую трубу наблюдалось изменение значений температуры без заметного смещения зон максимальных и минимальных температур относительно центра отверстия диафрагмы. При этом сами зоны максимальных и минимальных температур в сечении, как и термограммы в целом, не были симметричны относительно оси выходного отверстия. Это же наблюдается и по форме ледяных образований на сетке. Они также не симметричны относительно своего центра, имеют разрывы или различную толщину по периметру. Это, очевидно, обусловлено тем, что вследствие прецессии ядра вихрь подходит к плоскости сетки не по нормали, а под некоторым углом.

В других случаях, при других значениях β (рис. 6, 7) приосевая часть сечения выходящего охлажденного потока, напротив, имеет значительно более низкую температуру, чем периферийная часть потока в том же сечении (на том же расстоянии от диафрагмы вихревой трубы). Зона минимальных температур всегда была смещена относительно оси выходного отверстия. Это обусловлено тем, что при малых числах Рейнольдса выходящий вихрь является присоединенным [12]. При ступенчатом варьирования давления положения зон максимальных и минимальных температур существенно не изменялись, но наблюдалась небольшая подвижность картинки термограммы, обусловленная прецессией ядра вихря.

В первом случае (рис. 6) очевидно, что вихревой жгут имеет малые поперечные размеры, а во втором случае (рис. 7), возможно, произошел полный распад вихря в том же самом сечении. Быстрое обледенение сетки во втором случае затрудняет фиксацию происходящего процесса, т.е. требует использования воздуха высокой степени осушки.

Проведено исследование структуры нагретого потока, выходящего из диффузора вихревой трубы (рис. 3а). Опыты по термографированию

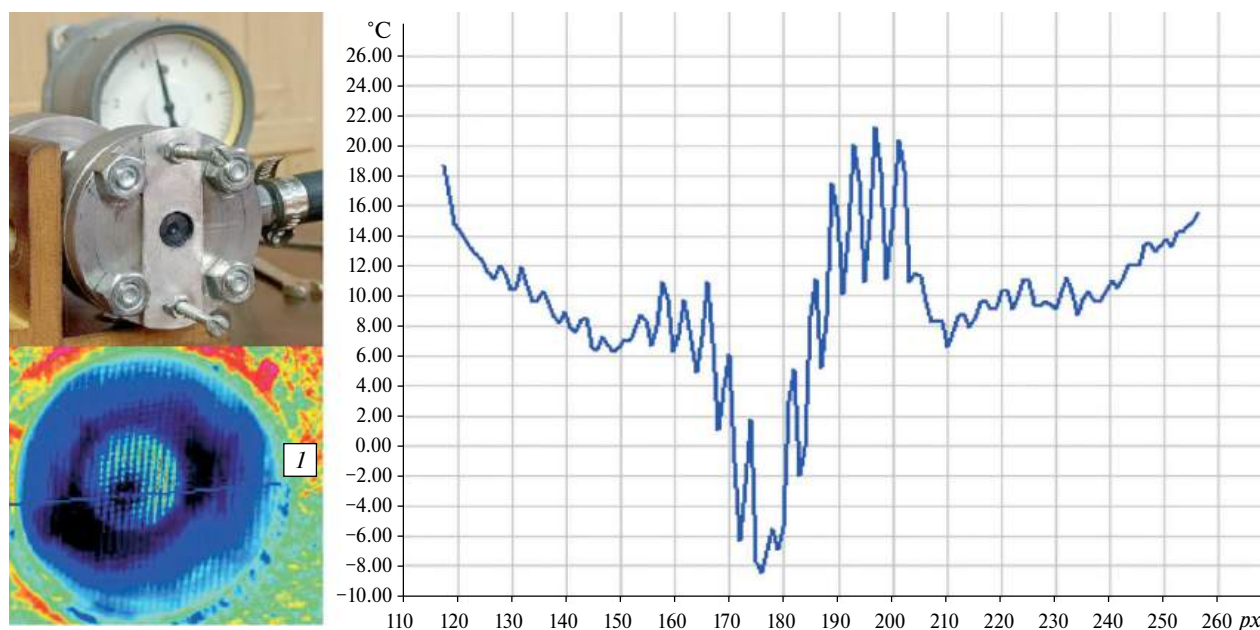


Рис. 6. Вид ледяного образования на сетке, термограмма потока в сечении и по длине контрольной линии на сетке ($1 \text{ px} = 0.1 \text{ мм}$) при $d = 4 \text{ мм}$, $\beta = 1.78$, $P = 0.45 \text{ МПа}$.

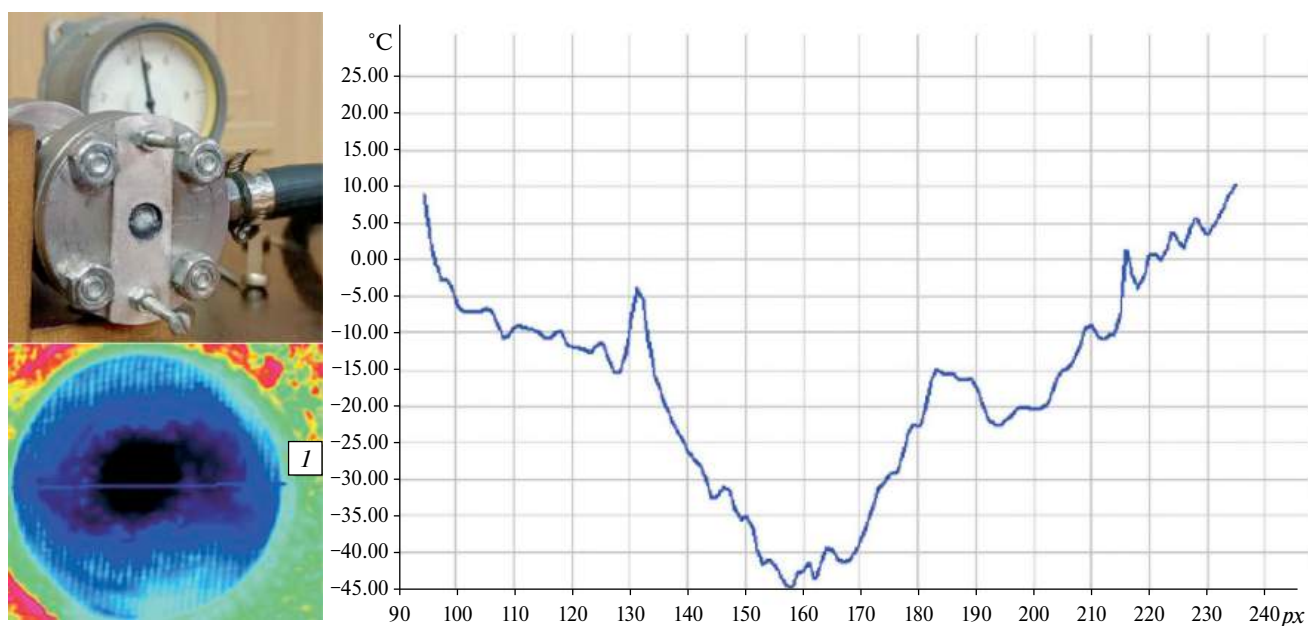


Рис. 7. Вид ледяного образования на сетке, термограмма потока в сечении и по длине контрольной линии на сетке ($1 \text{ px} = 0.1 \text{ мм}$) при $d = 4.5 \text{ мм}$, $\beta = 0.81$, $P = 0.45 \text{ МПа}$.

нагретого потока, выходящего из диффузора вихревой трубы, также показали большую зависимость структуры потока от величины β . При больших значениях β наблюдалась примерно однородная структура вихря в зоне выходного отверстия диффузора (рис. 8).

При малых значениях β в приосевой зоне потока наблюдался приток охлажденного воздуха со стороны диафрагмы (рис. 9), что соответствует измерениям температуры в осевой части вихревой трубы, полученным с применением термопары [13].

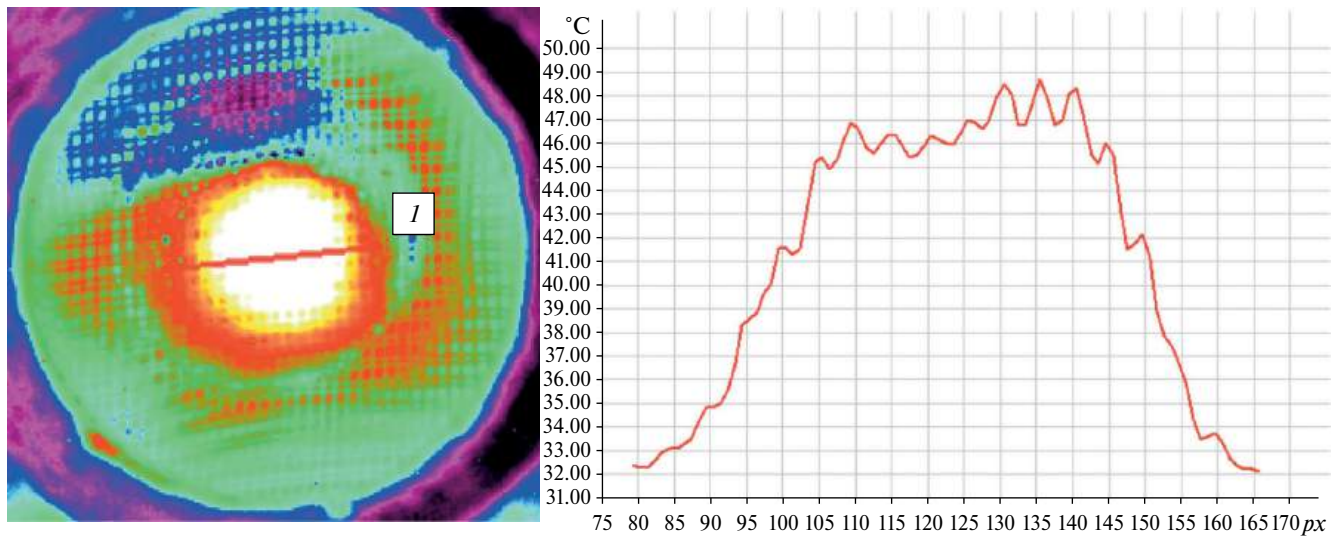


Рис. 8. Термограмма потока на выходе из диффузора в сечении и по длине контрольной линии на сетке ($1 \text{ px} = 0.1 \text{ мм}$) при $D = 2.5 \text{ мм}$, $\beta = 4$, $P = 0.45 \text{ МПа}$.

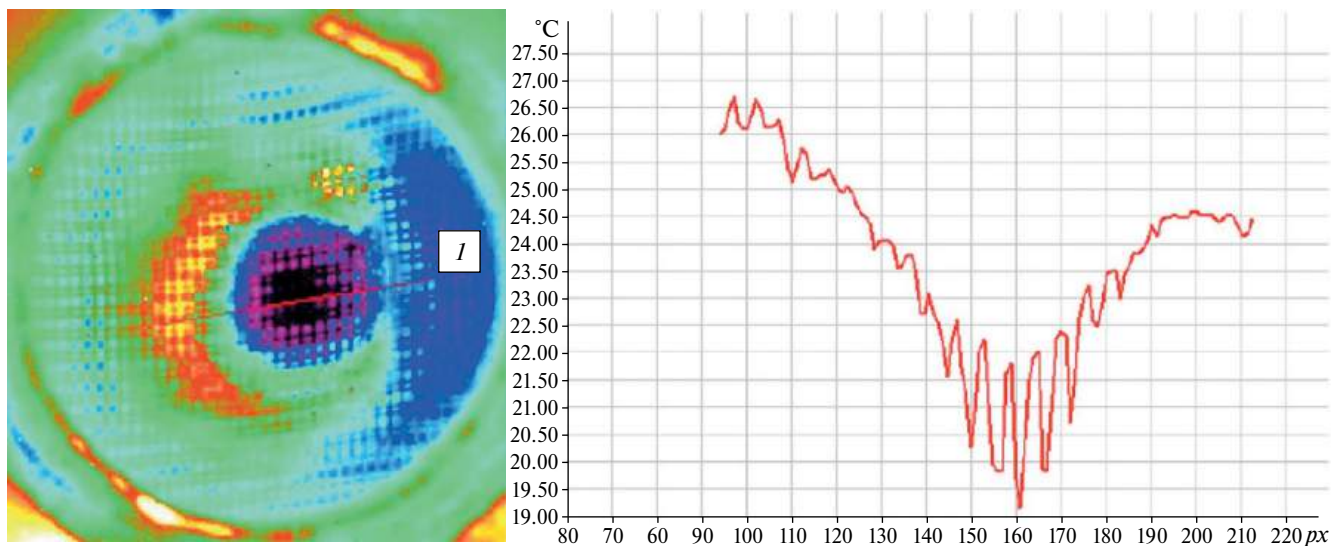


Рис. 9. Термограмма потока на выходе из диффузора в сечении и по длине контрольной линии на сетке ($1 \text{ px} = 0.1 \text{ мм}$) при $D = 5 \text{ мм}$, $\beta = 0.36$, $P = 0.45 \text{ МПа}$.

При этом в большинстве случаев приосевой вихрь также не являлся центральным. Это вместе с некоторой подвижностью картины термограммы, очевидно, обусловлено прецессией ядра приосевого вихря. Его положение в одном и том же сечении относительно оси потока (направление и величина смещения) зависело от величины β , но не изменялось при ступенчатом изменении величины входного давления.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты обработки тепловизионных фильмов не являются визуализацией вихревого воздушного потока. Это визуализация динамической характеристики процесса – теплового воздействия воздушной струи на сетку-преобразователь температуры. Но такая наглядная информация позволяет косвенно определить послойную геометрию и размеры возникающих

вихревых структур. Установлена относительная неизменность картины теплового поля в сечении при постоянном давлении на входе в вихревую трубу. Это дает возможность при последующей компьютерной обработке серии кадров, послойно полученных на разном расстоянии сетки от выходного отверстия, построить 3D-модели вихревых структур, выходящих из штуцеров вихревой трубы.

Использованное устройство и методика позволили установить, что структура выходящих потоков как охлажденного, так и нагретого воздуха противоточной вихревой трубы с осевыми выходами, а также положение, форма и размеры вихревых образований зависят от соотношения площадей проходных сечений диафрагмы и диффузора. Это дает возможность получения новых сведений о механизме эффекта Ранка, лежащего в основе работы вихревых труб.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В., Правдина М.Х., Яворский Н.И. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 23. С.84.
2. Белоусов П.П., Белоусов П.П., Дубнищев Ю.Н. // Письма ЖТФ. 2002. Т. 28. № 16. С. 6.
3. Xiangji Guo, Bo Zhang, Ling Li, Bo Liu, Tinghuang Fu // International Journal of Refrigeration. 2019. V. 101. P. 106.
4. Кныш Ю.А., Редькин Е.С., Дмитриев Д.Н. // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета. 2011. № 5(29). С. 113.
5. Xie Y., Binns JR., Arjomandi M., Yan H. // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2019. V. 75. P. 195.
6. Пиралишвили Ш.А., Поляев В.М., Сергеев М.Н. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения. М.: Энергомаш, 2000. С. 412.
7. Кузнецов В.И., Макаров В.В. // Омский научный вестник. Сер. Авиационно-ракетное и энергетическое машиностроение. 2018. Т. 2. № 2. С. 4. <https://doi.org/10.25206/2588-0373-2018-2-2-48-54>.
8. Знаменская И.А. // Научная визуализация. 2021. Т. 13. № 3. С. 125. <https://doi.org/10.26583/sv.13.3.13>
9. Жилкин Б.П., Ларионов И.Д., Шуба А.Н. // ПТЭ. 2004. № 4. С. 136.
10. Жилкин Б.П., Зайков Н.С., Кисельников А.Ю., Миренский Ю.В., Худяков П.Ю. // ПТЭ. 2010. № 1. С. 155.
11. Жилкин Б.П., Зайков Н.С., Кисельников А.Ю., Худяков П.Ю. // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2013. № 2. С. 104.
12. Пиралишвили Ш.А. Вихревой эффект. Т. 1. Физическое явление, эксперимент, теоретическое моделирование. М.: Научтехлитиздат. 2013. С. 342.
13. Самохвалов В.Н. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 19. С. 41. <https://doi.org/10.21883/PJTf.2021.19.51513.18786>

УДК 621.318

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ШАГОВЫЙ ДВИГАТЕЛЬ ДЛЯ РАБОТЫ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2024 г. А. Ф. Яфарова^{a, b, *}, Д. И. Холин^a, С. С. Сосин^a

^aИнститут физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук
Россия, 117334, Москва, ул. Косыгина, 2

^bНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”
Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

*e-mail: afyafarova@edu.hse.ru

Поступила в редакцию 06.03.2024 г.

После доработки 06.03.2024 г.

Принята к публикации 09.05.2024 г.

Разработана конструкция шагового электродвигателя, предназначенного для вращения образца в экспериментальной ячейке, находящейся внутри криостата с откачкой ^3He . Устройство на основе ротора со скрещенными электрическими обмотками работает в постоянном магнитном поле, создаваемом сверхпроводящим соленоидом. Опытный образец двигателя был установлен на СВЧ-спектрометр проходного типа с прямоугольным резонатором. Для его испытания измерены угловые зависимости спектра магнитного резонанса в хорошо изученном антиферромагнетике MnCO_3 при температурах 0.5–7.5 К в диапазоне углов $\pm 100^\circ$ от начального положения. Исследован перегрев ячейки и криостата и проведена оценка тепловыделения в процессе работы механизма.

DOI: 10.31857/S0032816224040254 EDN: NXLLET

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство магнитных систем в кристаллах обладают анизотропией, возникающей за счет взаимодействия отдельных магнитных ионов с кристаллической решеткой, дипольного взаимодействия между ними, а также коллективного отклика обменно-связанных структур на внешнее магнитное поле (см., например, [1]). При изучении таких систем бывает необходимо изменять ориентацию образца относительно приложенного внешнего поля в процессе эксперимента.

Наиболее распространенный способ передачи вращения на образец, находящийся при низкой температуре, основан на использовании длинного вертикального штока, проходящего от наружного фланца криостата к экспериментальной ячейке. Например, в работе [2]

описан механизм, в котором такой шток соединяет внешний электродвигатель с образцом посредством находящейся на его нижнем конце червячной передачи. Однако такая конструкция приводила к большому тепловыделению внутри ячейки (до 5–10 мДж на градус поворота) из-за сильного трения. В работе [3] проблема трения была в значительной степени решена за счет преобразования поступательного перемещения штока во вращение ячейки через намотанную на шкив кевларовую нить. Тем не менее оба способа предполагают пропускание штока через криостат, что может оказаться несовместимым с его конструкцией. В работе [4] предложена принципиально иная конфигурация устройства, когда электродвигатель закреплен внутри криостата с откачкой ^3He на градусной камере, а вращение (как и в работе [3]) передается на вставленную в подшипник ячейку

посредством шкивов, соединенных кевларовой нитью. При этом тепловыделение в ячейке сведено к минимуму, однако такая конструкция не пригодна для экспериментальных установок с источниками сильного магнитного поля, поскольку рассеянное поле соленоида создает недопустимые механические нагрузки на ферромагнитные части мотора. Нечувствительные к магнитному полю и одновременно компактные устройства вращения создаются на базе пьезоэлектрических элементов, но их техническая реализация также весьма сложна, а тепловыделение в них остается на уровне 5 мДж на градус поворота [5, 6]. По этой причине создание новых компактных механизмов вращения для работы в сильных магнитных полях и при низких температурах остается важной экспериментальной задачей, имеющей многочисленные применения, в том числе для магнитных исследований.

В данной работе описано простое устройство для вращения образца на основе шагового электродвигателя, которое работает за счет уже имеющегося в установке сильного магнитного поля, создаваемого сверхпроводящим соленоидом. В качестве ротора используется барабан с намотанными скрещенными обмотками, через которые поочередно пропускается постоянный электрический ток. Компактное устройство размещено внутри низкотемпературной ячейки в непосредственной близости от платформы с образцом, вращение на которую передается через систему шестерен с большим передаточным числом. Опытный образец устройства был изготовлен и испытан для вращения образца в СВЧ-спектрометре при температурах 0.5–7.5 К. Вызванный вращением перегрев экспериментальной ячейки оказался существенным при температурах ниже 1 К, однако время последующего охлаждения до исходной температуры не превышало 30–40 мин. Предложены дальнейшие улучшения конструкции, направленные на снижение тепловыделения при работе устройства.

2. КОНСТРУКЦИЯ УСТРОЙСТВА

2.1. Механизм вращения

Внешний вид и схема устройства в разрезе показаны на рис. 1. Поскольку ячейка с механизмом вращения предназначена для работы в сильном внешнем магнитном поле до 14 Тл,

при ее изготовлении использовались только немагнитные материалы. Ротор двигателя представляет собой изготовленный из полиацетала (ПОМ) барабан 1, который был укреплен на бронзовой оси 2, вставленной в отверстия в боковых стенках латунного корпуса 3. На барабан намотаны две взаимно перпендикулярные обмотки 4 из медной проволоки диаметром 100 мкм, каждая из которых состоит из $N = 20$ прямоугольных витков со средней площадью $S \approx 1.7 \text{ см}^2$. Сопротивление каждой обмотки при комнатной температуре составляет 2.6 Ом, а при охлаждении до температуры жидкого гелия уменьшается до величины $r = 0.003 \text{ Ом}$. При пропускании постоянного тока i через обмотку, в плоскости которой приложено магнитное поле B , на барабан действует крутящий момент $T = iSNB$, в результате чего он поворачивается на 90° . (При характерных значениях $i = 100 \text{ мА}$ и $B = 1 \text{ Тл}$ крутящий момент составляет $3.4 \cdot 10^{-4} \text{ Н·м}$) Для пропускания тока один конец каждой обмотки соединялся с одним из двух медных колец 5, надетых на вращающуюся на одной оси с барабаном втулку 6. Скользящий электрический контакт колец с неподвижной частью установки создавался при помощи бронзовых лепестков 7, укрепленных на держателе 8. Вторые концы обмоток присоединялись к бронзовой оси барабана для обеспечения контакта на землю.

Для контроля вращения был предусмотрен датчик единичного поворота барабана. На оси ротора укреплялась небольшая втулка из ПОМа 9, у которой два диаметрально противоположных сектора боковой поверхности были заклеены медной фольгой. Прижатые к ней скользящие контакты 10 попеременно замыкались и размыкались при каждом повороте оси на 90° . Вращение от закрепленной на роторе ведущей шестерни G1 передавалось на образец через редуктор, состоявший из нескольких изготовленных из ПОМа шестерен G2–G6 с общим передаточным числом 45. Последняя из них была плотно насажена на медную ось 11, имевшую на своем конце круглую монтажную площадку, на которую приклеивался образец. Площадка вставлялась в отверстие на боковой стенке медного прямоугольного резонатора 12 и прижималась к ней вместе с шестерней при помощи пластины 13, которая также служила креплением для остальных шестерен. В результате при поворотах ротора на 90° на образец

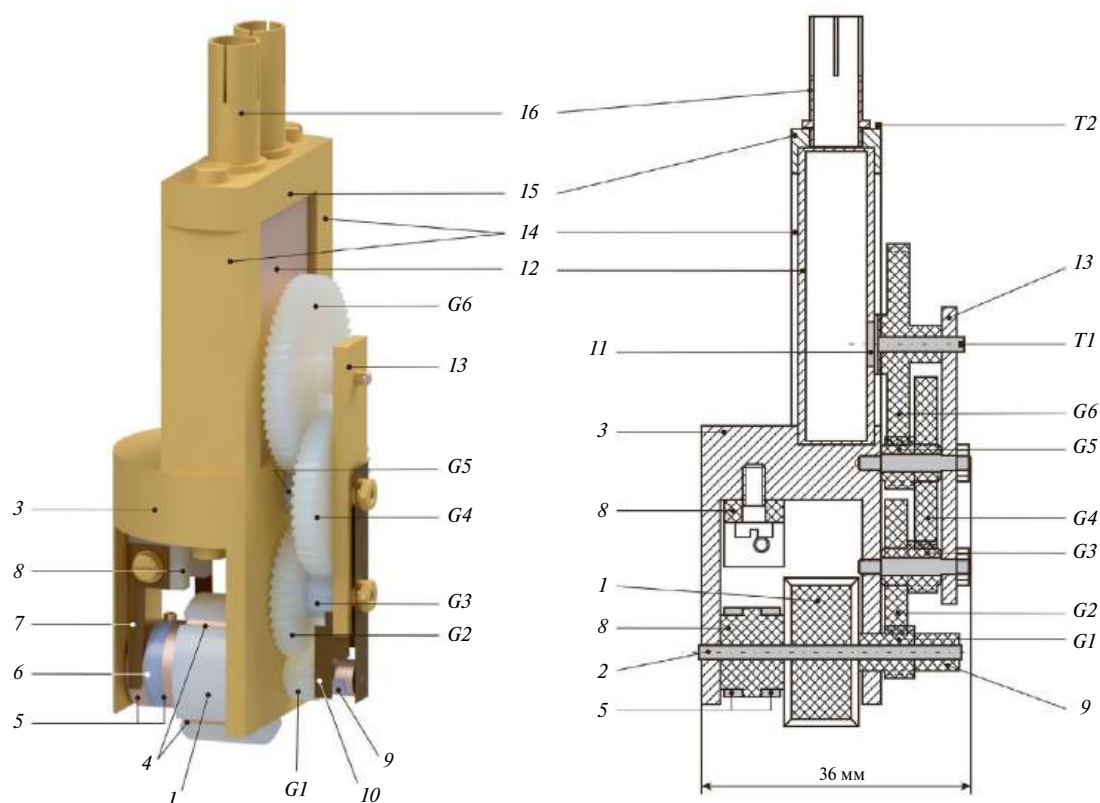


Рис. 1. Конструкция вращательного механизма на СВЧ резонаторе: слева – внешний вид, справа – разрез. Детали механизма: 1 – барабан, 2 – ось, 3 – корпус, 4 – обмотки, 5 – медные кольца, 6 – втулка, 7 – бронзовые лепестки, 8 – держатель лепестков; 9, 10 – втулка и скользящие контакты датчика поворота, 11 – ось с монтажной площадкой для образца, 12 – резонатор, 13 – прижимная планка, 14 – крепежные стойки, 15 – верхний фланец, 16 – цанги волноводов, G1–G6 – шестерни, T1, T2 – термометры RuO_2 . Штрихпунктирные линии – поворотные оси механизма.

передавалось вращение с шагом 2° . Следует отметить, что самопроизвольному обратному вращению всей системы за счет возможного крутящего момента магнитного образца в поле препятствует трение, усиленное за счет большого передаточного числа редуктора.

2.2. Установка на спектрометр и система управления

Механизм в сборе крепился с помощью стоек 14 к верхнему фланцу ячейки 15. С другой стороны к фланцу присоединялись коаксиальные волноводы при помощи цанг 16. Тепловой контакт ячейки с холодной ступенью криостата создавался при помощи двух гибких хладопроводов (медных многожильных кабелей диаметром $d = 0.15$ см длиной $l \approx 15$ см), протянутых от платформы ^3He к верхнему фланцу и корпусу устройства. Для контроля температуры в ходе эксперимента в ячейке были предусмотрены два

резистивных термометра RuO_2 , один из которых (T1) находился на конце медной оси с противоположной стороны от образца, а другой (T2) – на верхнем фланце резонатора. Третий термометр RuO_2 (T3) был установлен вблизи камеры ^3He , что позволяло одновременно отслеживать изменения температуры трех основных объектов: образца, ячейки в целом и холодной ступени криостата. Общий вид устройства, установленного на СВЧ-спектрометр, и его совмещение с криостатом показаны на рис. 2.

Для поворота площадки с образцом на заданный угол через обмотки пропускался постоянный ток от источника питания Instek, действовавшего в режиме стабилизации тока. Переключение тока между обмотками с учетом полярности осуществлялось с помощью 4-канального модуля реле, который управлялся программируемым контроллером Arduino UNO R3. Общее управление вращением производилось на персональном компьютере в среде



Рис. 2. Фотография устройства, смонтированного на СВЧ-спектрометр, совмещенный с криостатом откачки ^3He ; T1, T2 и T3 – термометры.

LabVIEW. С помощью контроллера Arduino также фиксировалось последовательное замыкание и размыкание контактов датчика поворота при очередном переключении тока между обмотками, что являлось показателем успешного однократного вращения ведущего колеса на 90° . Следует отметить, что при любом единичном случайном сбое вращения можно продолжать автоматическое переключение тока в заданной последовательности, при этом вращение в прежнем направлении восстанавливается не более чем через четыре шага. Непрерывная регистрация состояния датчика позволяет впоследствии внести соответствующие корректировки в положение образца.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. Характеристики устройства

Проверка механизма при комнатной температуре с использованием резистивного электромагнита показала, что устойчивое вращение достигается в магнитном поле 1 Тл при токе через обмотки 150 мА. Из-за тепловых деформаций при охлаждении ячейки до 8 К необходимый крутящий момент увеличивался приблизительно в шесть раз: при том же токе через обмотки вращение ротора начиналось в поле 6 Тл. При этом работа механизма не приводила к заметному перегреву системы. Однако при стартовой температуре 0.5 К температура ячейки и криостата в целом существенно повышалась.

На рис. 3 приведены зависимости показаний термометров T1, T2 и T3 от времени, записанные в ходе двух различных процессов. Сплошными линиями показаны результаты тестового измерения трех температур при пропускании через одну из обмоток тока 150 мА в течение

$\tau = 300$ с в нулевом поле (без вращения барабана) с последующим охлаждением до базовой температуры. Полное тепловыделение в ячейке при данном процессе известно и составляет $Q_{in} = i^2 R \tau \approx 0.22$ Дж. Тепло отводится через медные кабели, полная теплопроводность которых в данном диапазоне линейно зависит от температуры: $K = \beta T$, где β – коэффициент, зависящий от свойств меди и геометрических размеров кабелей. Полное количество теплоты, отведенное от ячейки в холодную ступень криостата, определяется интегралом

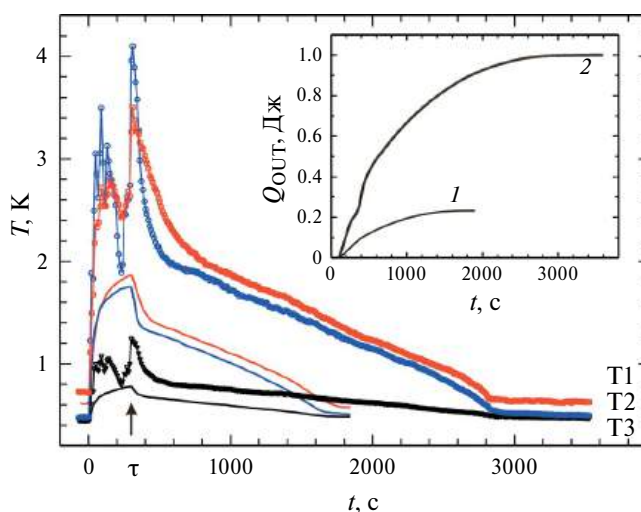


Рис. 3. Зависимость температуры датчиков T1, T2 и T3 от времени в процессе пропускания тока в течение 5 минут через одну из обмоток в нулевом поле (сплошные линии) и при переключении тока между обмотками в поле 6 Тл с вращением образца на 60° (символы) с последующим охлаждением. Стрелкой показан момент выключения тока $\tau = 300$ с. На вставке показано количество тепла, отведенного от ячейки в криостат через медные кабели при обоих процессах (линии 1 и 2 соответственно).

$$Q_{out} = \frac{\beta}{2} \int_0^{t_f} (T_2^2 - T_3^2) dt,$$

где t_f — время установления теплового равновесия (окончания записи), T_2 и T_3 — показания датчиков T_2 и T_3 соответственно. Данный интеграл можно найти численно из приведенных на рис. 3 зависимостей. Коэффициент β является калибровочным параметром, определяемым из условия баланса выделившегося и отведенного тепла $Q_{in} = Q_{out}$: $\beta \approx 2.8 \cdot 10^{-4}$ Вт/К². Соответствующая зависимость отведенного через тепловой контакт количества тепла от времени показана на вставке рис. 3 линией 1. Полученный калибровочный параметр использовался для дальнейшей оценки теплопритока при вращении устройства. Следует отметить, что из полученного значения β можно также оценить удельную теплопроводность материала кабелей, которая при $T = 10$ К составляет $\kappa = 1.2$ Вт/см·К, что в пределах 10% согласуется с данными для неотожженной меди, приведенными, например, в справочнике [7].

Зависимости температуры датчиков T_1 , T_2 и T_3 от времени в процессе периодического переключения тока между обмотками в магнитном поле для вращения образца на угол 60° (30 единичных вращений барабана, произведенных также в течение 5 минут) приведены на рис. 3 различными символами (квадраты, кружки и треугольники соответственно). Как видно, перегрев системы в данном процессе значительно превышает уровень, наблюдаемый без вращения. Тепловыделение, которое можно оценить аналогичным способом при известной калибровке β , составляет примерно 1 Дж (линия 2 на вставке), т.е. приблизительно 16 мДж на градус поворота, что в три раза превышает аналогичные характеристики устройств, описанных в работах [2, 5, 6]. Однако можно заметить, что данная величина не связана напрямую с процессом вращения, поскольку оказывается значительно больше верхнего предела тепловыделения за счет работы, совершаемой барабаном под действием крутящего момента. Приведенные выше величины тока и магнитного поля, необходимые для вращения при низких температурах, соответствуют крутящему моменту $T \approx 3 \cdot 10^{-3}$ Н·м. Работа, совершаемая при однократном повороте барабана на 90°, вычисляется как

$$A = \int_0^{\pi/2} |T| \cos \alpha d\alpha = |T|,$$

где α — угол поворота барабана, что составляет 1.5 мДж на градус поворота образца, т.е. примерно на порядок меньше реального тепловыделения в ячейке. Это создает перспективы существенной оптимизации аппаратной части нашего устройства. Также возможно уменьшить тепловыделение за счет использования обмоток из сверхпроводящего провода. На данный момент в опытном образце устройства общий перегрев ячейки при вращении образца на 60° составляет около 3.5 К, а охлаждения ячейки и криостата по окончании вращения до начальных условий происходит приблизительно за 40 минут. При этом тепловое равновесие между держателем образца и остальной ячейкой устанавливается за характерное время 5 минут, после чего различия показаний датчиков T_1 и T_2 остаются в пределах 50 мК.

3.2. Угловая зависимость спектра АФМР в $MnCO_3$

Для проверки работы устройства были изучены угловые зависимости спектра магнитного резонанса на примере соединения $MnCO_3$, хорошо исследованного слабого ферромагнетика с температурой упорядочения $T_N = 32.4$ К и сильной анизотропией магнитных свойств [8]. Антиферромагнитный резонанс (АФМР) в нем был подробно изучен в работе [9]. В спектре АФМР наблюдается ветвь, частота ν которой зависит от проекции внешнего магнитного поля на плоскость, перпендикулярную оси третьего порядка кристалла C_3 (легкую плоскость кристалла):

$$\nu^2 = \Delta^2 + \gamma^2 H_{\perp} (H_{\perp} + H_D), \quad (1)$$

где $\gamma = 2.8$ ГГц/кЭ — гиромагнитное отношение, $H_D = 4.4$ кЭ — эффективное поле, перпендикулярное оси C_3 , возникающее за счет взаимодействия Дзялошинского—Мории, Δ — щель в спектре, обусловленная динамическим взаимодействием электронной и ядерной спиновых подсистем [9]. Таким образом, условие возникновения резонанса для данной моды спектра сильно зависит от взаимной ориентации поля и оси C_3 , что делает ее наблюдение удобным для тестирования предлагаемого устройства.

Для микроволновых измерений в диапазоне частот 9–21 ГГц использовался

изготовленный в лаборатории СВЧ-спектрометр проходного типа с прямоугольным резонатором. Амплитудно-модулированный микроволновый сигнал от клистронного СВЧ-генератора Г4–111 передавался по коаксиальному волноводу к резонатору с образцом. Прошедший через резонатор сигнал поступал по выходному волноводу на полупроводниковый детектор и затем измерялся с помощью фазочувствительного усилителя lock-in SR830. Записи сигнала проводились при трех различных температурах на постоянной частоте одной из собственных мод резонатора типа TE_{01N} при прямой и обратной развертке магнитного поля.

Исследуемый образец $MnCO_3$ приклеивался к вращающейся монтажной площадке на плоскость, направленную под углом $\varphi = 45^\circ$ к оси C_3 . Перед началом эксперимента площадка с приклеенным образцом была выставлена в резонаторе в положение, соответствующее направлению поля $H \perp C_3$. Тогда при вращении площадки проекция поля на плоскость, перпендикулярную оси C_3 связана с углом поворота θ соотношением $H_{\perp} = H\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}$.

В начальной ориентации $\theta = 0$ при $T = 7.5$ К в спектре прошедшего через резонатор сигнала в зависимости от внешнего поля наблюдалась

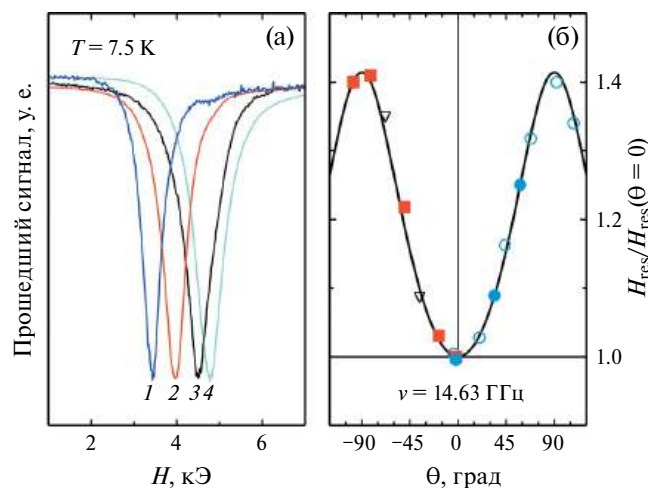


Рис. 4. а – Примеры линий магнитного резонанса, записанных на частоте $\nu = 14.63$ ГГц при $T = 7.5$ К в различных ориентациях образца: 1 – начальная ориентация $H \perp C_3$; 2, 3, 4 – после поворота площадки на 48° , 72° и 96° . б – Угловые зависимости отношения резонансного поля к величине $H_{res}(q = 0)$: кружки – 7.5 К, квадраты – 1.3 К, треугольники – 0.6 К, открытые и закрытые символы соответствуют направлению вращения по и против часовой стрелки.

интенсивная линия поглощения с небольшим сателлитом (рис. 4а, линия 1). После записи этого спектра поле увеличивалось до необходимой для поворота величины 6 Тл, образец поворачивался на заданный угол, после чего осуществлялась запись прошедшего сигнала при обратной развертке поля и т.д. При вращении образца, приводящем к выходу поля из легкой плоскости, основная резонансная линия постепенно смещалась в область сильных полей (линии 2, 3, 4), а при вращении в обратную сторону возвращалась в исходное положение. Аналогичные измерения были проделаны при откачке градусной камеры (температура на образце и резонаторе $T_1 = T_2 = 1.3$ К), а также при минимальной температуре криостата ($T_1 = 0.60$ К, $T_2 = 0.55$ К).

Из формулы (1) следует, что при фиксированной частоте ν положение магнитного резонанса во внешнем поле H_{res} задается условием ($H_{\perp} = \text{const}$, поэтому его угловая зависимость определяется выражением

$$H_{res} = H_{res}(\theta = 0) / \sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}. \quad (2)$$

Полученные при трех разных температурах угловые зависимости резонансного поля $H_{res}(\theta)$, нормированные на соответствующие значения $H_{res}(\theta = 0)$, показаны на рис. 4б разными символами. Как видно, все три экспериментальные угловые зависимости одновременно описываются выражением (2) с $\varphi = 45^\circ$ (сплошная линия на рис. 4б). Следует отметить, что при обратном вращении резонансные линии оказываются слегка смещенными вправо, что свидетельствует о наличии небольшого люфта в системе передаточных шестерен. Соответствующие точки, обозначенные закрытыми символами, смещены на рис. 4б по углу вправо на 2° .

Описанные выше данные можно также использовать для независимого контроля температуры образца в ходе эксперимента, что полезно при тестировании ячейки. На рис. 5а представлены полевые зависимости спектров поглощения на частоте $\nu = 14.63$ ГГц в исходной ориентации образца, полученные при трех температурах, измеренных датчиком Т1. Смещение основной (левой) компоненты спектра в меньшее поле при охлаждении соответствует увеличению щели Δ . По положению этой компоненты, определенному с высокой точностью

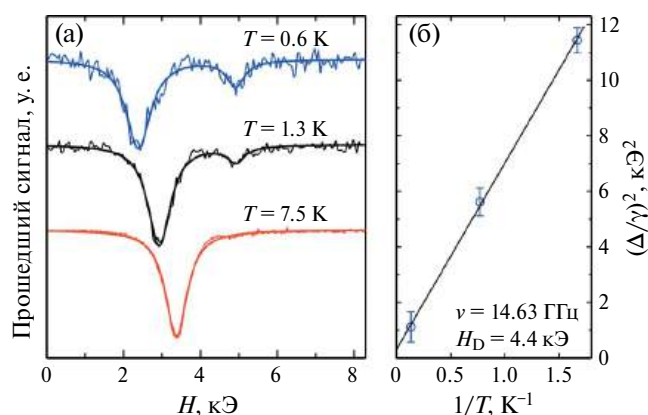


Рис. 5. а – Температурная эволюция линий магнитного резонанса, записанных на частоте $\nu = 14.63$ ГГц в начальной ориентации образца; жирные сплошные линии – подгонка суммой двух лоренцианов, линия АФМР соответствует более интенсивной левой компоненте. **б** – Зависимость квадрата сверхтонкой щели Δ^2 от обратной температуры. Точки – эксперимент, сплошная линия – линейная аппроксимация. Допуски соответствуют возможной систематической погрешности в определении положения резонансных линий ± 50 Э.

из аппроксимаций (сплошные линии на рис. 5а), по формуле (1) можно вычислить соответствующие величины Δ^2 . Как отмечалось выше, щель Δ определяется главным образом сверхтонким взаимодействием электронных и ядерных спинов в ионах Mn^{3+} . Расчет показывает, что величина Δ^2 пропорциональна магнитной восприимчивости ядерной подсистемы, которую в исследуемом диапазоне температур можно считать парамагнитной, и, следовательно, $\Delta^2 \propto 1/T$ [9]. Сравнивая экспериментальную зависимость $\Delta^2(1/T)$ с ее линейной теоретической аппроксимацией (рис. 5б), можно убедиться, что температура образца при записи резонансных линий соответствовала измеренной термометром Т1. При этом можно подобрать такой режим мощности измерительного СВЧ-излучения, что перегрев образца по отношению к термометру на верхнем фланце ячейки (Т2) даже при самых низких температурах не превышает 50 мК.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан шаговый двигатель для вращения образца, находящегося в экспериментальной ячейке внутри криостата при температурах ниже 1 К. Ротор в виде барабана с намотанными на него скрещенными обмотками

вращается во внешнем магнитном поле, создаваемом сверхпроводящим соленоидом. Переключение постоянного тока в различной полярности между обмотками осуществляется извне криостата при помощи 4-канального модуля реле и контроллера Arduino UNO R3, управляемых компьютером из программы LabVIEW. Вращение ротора передается при помощи системы шестерен с общим передаточным числом 45, в последнюю из которых вставлена ось с площадкой для образца, что позволяет устанавливать положение образца относительно внешнего поля с шагом 2° . Опытный образец двигателя был изготовлен и смонтирован на СВЧ-спектрометр с прямоугольным резонатором, совмещенный с криостатом откачки паров ^3He . Устойчивое вращение системы достигается в поле 6 Тл при пропускании через обмотки тока 150 мА. Исследован нагрев экспериментальной ячейки и криостата при работе устройства, проведена оценка количества выделяемого тепла. Обнаружено, что после вызванного пятиминутным вращением перегрева ячейка охлаждается до базовой температуры криостата 0.5 К приблизительно за 40 мин. Проведены успешные пробные измерения угловых и температурных зависимостей спектров магнитного резонанса хорошо изученного слабого ферромагнетика MnCO_3 в диапазоне температур 0.5–7.5 К. Таким образом, разработанное устройство пригодно для использования в магнитных экспериментах с вращением образца, по крайней мере, при температурах откачки паров жидкого ^3He при условии наличия в установке источника сильного внешнего магнитного поля, например сверхпроводящего соленоида.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В.Е. Трофимова и Н.И. Тарасову за изготовление деталей механизма, а также В.Н. Глазкова за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00259), компьютерное обеспечение устройства разработано в рамках проекта № 24-00-011 Программы “Научный фонд Национального исследовательского университета “Высшая школа экономики”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Turov E.A.* Physical properties of magnetically ordered crystals. New York: Academic Press, 1965.
<https://doi.org/10.1063/1.1149138>
2. *Bhattacharya A., Tuominen M.T., Goldman A.M.* // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. P. 3563.
<https://doi.org/10.1063/1.1149138>
3. *Palm E.C. Murphy T.P.* // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. P. 237.
<https://doi.org/10.1063/1.1149571>
4. *Andreeva O.A., Keshishev K.O.* // JETP Lett. 1987. V. 46. P. 200.
5. *Ohmichi E., Nagai S., Maeno Y., Ishiguro T., Mizuno H., Nagamura T.* // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 1914.
<https://doi.org/10.1063/1.1347982>
6. *Yeoh L.A., Srinivasan A., Martin T.P. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81, P. 113905.
<https://doi.org/10.1063/1.3502645>
7. *Малков М.П., Данилов И.Б., Зельдович А.Г., Фрадков А.Б.* Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. Москва: Госэнергоиздат, 1963.
8. *Borovik-Romanov A.S.* // Sov. Phys. JETP. 1959. V. 9. P. 539.
9. *Borovik-Romanov A.S., Kreines N.M., Prozorova L.A.* // Sov. Phys. JETP. 1964. V. 18. P. 46.

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 53.084.876

ОГРАНИЧИТЕЛЬ ТОКА ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ПРОБОЯ

© 2024 г. С. В. Гонтарев

Поступила в редакцию 09.10.2023 г.

После доработки 30.10.2023 г.

Принята к публикации 20.11.2023 г.

DOI: 10.31857/S0032816224040265 EDN: NXEXDP

Ограничитель тока высоковольтного пробоя разработан для проведения исследований поляризации и устойчивости к воздействию высокого напряжения диэлектрических пленок для датчиков вибраций. В процессе исследований высокая напряженность поля может приводить к деградации пленок различного состава с разной скоростью и, соответственно, вызвать электрический пробой пленки через

неопределенное время в ходе эксперимента. Ограничение тока и времени воздействия разряда позволяет свести к минимуму тепловое разрушение пленки и тем самым сохранить возможность дальнейшего исследования пленки.

Электрическая схема приведена на рис. 1. Ограничение тока разряда выполняется лампой VL_1 . В качестве регулирующего элемента VL_1 используется высоковольтный триод ГП-5 [1].

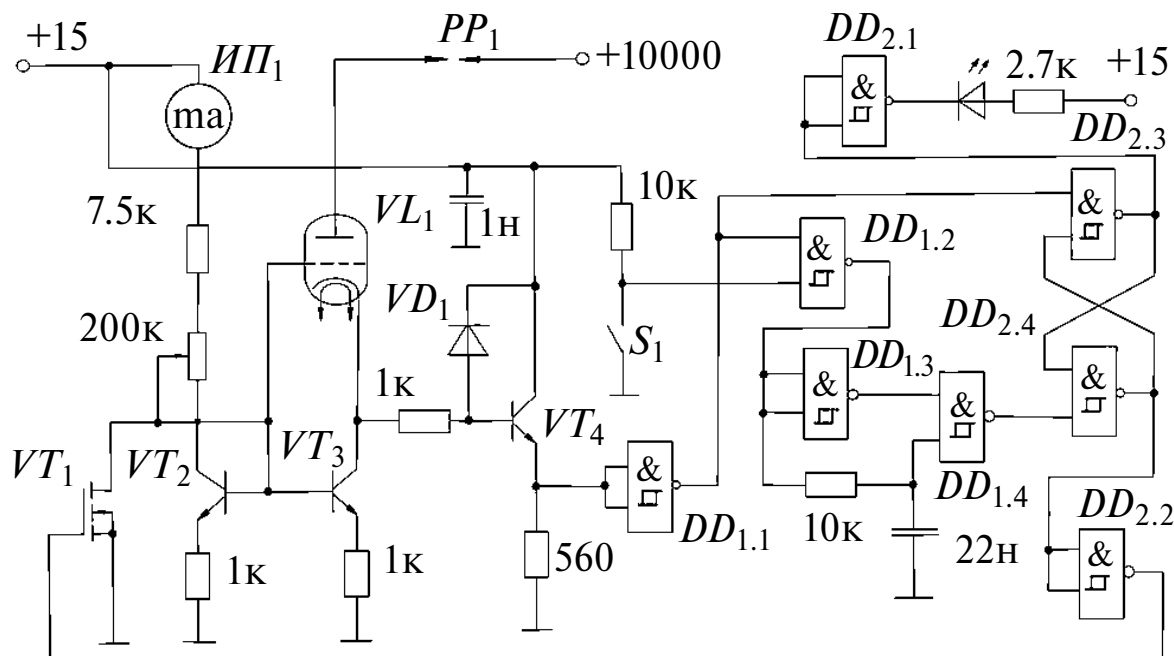


Рис. 1. Электрическая схема ограничителя тока высоковольтного пробоя: триод VL_1 – ГП-5, транзистор VT_1 – 12N10, транзисторы VT_2 , VT_3 – кт940, транзистор VT_4 – кт3102Д, диод VD_1 – кд522, микросхемы DD_1 , DD_2 – К1561ТЛ1.

Высокое быстродействие ограничения тока разряда достигается включением VL_1 и зеркала тока на транзисторах VT_2 , VT_3 по схеме компаратора токов. Величина тока ограничения задается резисторами сопротивлением 7.5 кОм и 200 кОм. Резистор сопротивлением 7.5 кОм ограничивает максимальную величину тока защиты.

Схема отключения тока выполнена на микросхемах DD_1 , DD_2 . В приборе использованы микросхемы К1561ТЛ1. Напряжение с катода VL_1 через эмиттерный повторитель VT_4 подается на компаратор $DD_{1.1}$. Амплитуда импульса ограничивается быстродействующим диодом VD_1 . $DD_{1.1}$ переключает триггер защиты на элементах $DD_{2.3}$, $DD_{2.4}$ и ключ на транзисторе VT_1 . VT_1 уменьшает управляющий ток токового зеркала до нуля, что приводит к запирающему лампу VL_1 . Сброс защиты выполняется формирователем импульса $DD_{1.3}$, $DD_{1.4}$. Элемент $DD_{1.2}$ запрещает сброс защиты при превышении заданной величины тока разряда. Индикация срабатывания защиты осуществляется светодиодом HL_1 .

При проведении исследований пленка устанавливается между электродами PP_1 . Настройка величины тока ограничения проводится по показаниям прибора $ИП_1$. В процессе измерений возможно возникновение разрядов различной природы с различной амплитудой токов. Регулируемый порог ограничения дает возможность не отключать высокое напряжение для разрядов, не разрушающих пленку. При увеличении

тока пленки над заданным порогом устройство переходит в режим отключения тока. Для проведения нового цикла измерений необходимо понизить испытательное напряжение до нуля и на короткое время замкнуть переключатель S_1 .

Ограничение тока высоковольтного пробоя позволяет проводить длительные исследования поляризации и устойчивости пленок к воздействию высокого напряжения без постоянного контроля со стороны экспериментатора. Отсутствие теплового повреждения при пробое делает возможным дальнейшее исследование пленок. Преимуществом устройства является отсутствие зависимости тока стабилизации и порога отключения от испытательного напряжения. Ограничение тока допускает использование в эксперименте высоковольтных источников питания, не имеющих защиты от многократного короткого замыкания разрядом.

Прибор имеет следующие характеристики: максимальная величина испытательного напряжения короткого замыкания разрядом составляет 10 кВ, а максимальный ограничиваемый ток — 2 мА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://rudatasheet.ru/tubes/gp-5/>

Адрес для справок: Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, 36. Институт океанологии им. П.П. Ширшова Российской академии наук. E-mail: svg@ocean.ru

**ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ**

УДК 53.08:004

USB-КОНТРОЛЛЕР КРЕЙТА КАМАК ДЛЯ ОТЛАДОЧНОГО СТЕНДА НА ОСНОВЕ ARDUINO MEGA 2560

© 2024 г. В. В. Сидоркин

Поступила в редакцию 20.11.2023 г.

После доработки 04.03.2024 г.

Принята к публикации 12.06.2024 г.

DOI: 10.31857/S0032816224040277 EDN: NWXVMY

В настоящее время интерфейс USB широко используется в различных системах управления, в том числе и в физических установках. В частности, на его основе был создан ряд контроллеров крейтов КАМАК (КК) [1, 2]

Для реализации данного КК была выбрана плата Arduino Mega 2560 (Arduino), характеризующаяся наличием большого числа программируемых цифровых входов-выходов (54 шт.), которые можно использовать непосредственно для генерации и приема как сигналов управления, так и сигналов данных. Функциональная схема КК представлена на рис. 1.

КК взаимодействует с ЭВМ путем обмена сообщениями через USB-интерфейс, используя для этого два независимых буфера в памяти контроллера — один из них предназначен для приема данных от ЭВМ, другой — для отправки данных в ЭВМ. Сообщения представлены в виде последовательности байтов. Программа на стороне микроконтроллера отслеживает состояние буфера, предназначенного для приема данных от ЭВМ. Формат передаваемых сообщений выбран так, что первым передается байт, содержащий код N, и он же первым анализируется при считывании его из буфера. Анализ кода N позволяет определить тип команды. Если $N=30$, то это соответствует внутренним командам КК — в этом случае на контакте 3 генерируется сигнал $En(N)$, блокирующий дешифратор кода номера станции. Для внутренних команд дешифрация производится программным способом, по ее результатам происходит обращение

к определенным контактам платы Arduino, выбранным для выполнения той или иной операции, например, генерации сигнала Z (контакт 5) или запуска цикла КАМАК сигналом Start (контакт 38).

Если $0 \leq N \leq 23$, то это указывает на адресное взаимодействие КК с модулями крейта. Сигнал $En(N)$ не вырабатывается. На контакты 22–26 платы Arduino выводится код номера станции CN1–CN5, с этих контактов код поступает на 24-разрядный дешифратор (D3), после чего сформированный дешифратором сигнал выбора модуля N через буферную схему подается на соответствующую линию магистрали крейта.

Коды субадреса CA1–CA4 и функции CF1–CF5 выводятся, соответственно, на контакты 49–46 и 33–37 и далее через буферные схемы подаются на магистраль КАМАК. Аналогично коду N анализируется и код функции F.

Если код функции соответствует команде вывода данных на магистраль, то из буфера дополнительно считываются три байта данных — W(1–8), W(9–16) и W(17–24), которые затем загружаются в регистр D6, организованный по схеме “последовательный вход–параллельный выход”. После загрузки регистра D6 высоким уровнем сигнала Start (при инициализации КК данный вывод устанавливается в нулевое состояние) запускается цикл КАМАК (генерируются сигналы B, S1 и S2). Функциональная схема генератора цикла КАМАК (CAMAC Cycle Generator) выделена на рис. 1 штриховой линией. Для формирования временных

меток с шагом 100 нс используется сдвиговый регистр (D10), по разрядам которого под действием тактовых импульсов 10 МГц перемещается единичное состояние, начало и конец которого на соответствующих выводах задают временное положение сигналов B, S1 и S2. Появление единичного состояния на выводе 11

(D10) приводит к окончанию генерации цикла. Низким уровнем сигнала Start схема генерации цикла возвращается в исходное состояние, после чего она готова к следующему запуску. Далее осуществляется проверка состояний линий CX (D1) и CQ (D2) магистрали КАМАК на предмет успешности прохождения команды

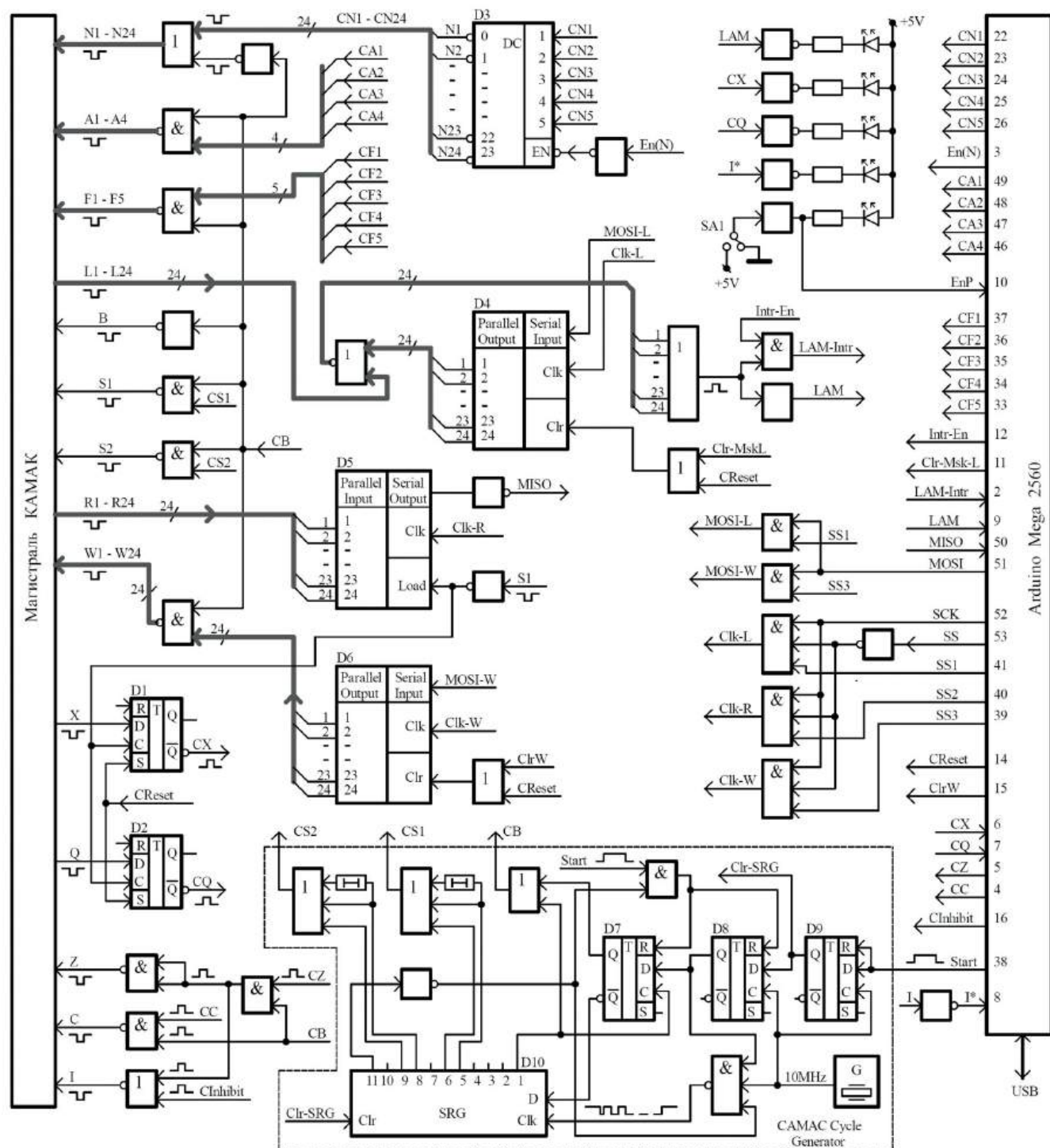


Рис. 1. Функциональная схема КК.

и выполнения условий ее реализации адресуемым модулем.

Если код функции соответствует команде чтения данных с линий R1–R24, то, после того как сформируется соответствующая команда NAF, сигналом Start запускается цикл КАМАК. Затем проверяются состояния линий X и Q. Если команда прошла успешно, то полученные данные, которые к этому времени уже должны быть зафиксированы в 24-разрядном регистре D5 (“параллельный вход—последовательный выход”), поразрядно-последовательно байтами считываются в микроконтроллер, после чего эти данные через буфер обмена пересылаются в ЭВМ.

Сигналы с линий L1–L24 объединяются 24-разрядной схемой “ИЛИ”, выход которой подается одновременно на контакты 2 (LAM_Intr) и 9 (LAM). Контакт 2 при инициализации платы сконфигурирован как вход для сигнала прерывания. При появлении сигнала запроса на нем (LAM_Intr) будет вызваться подпрограмма обработки прерывания. Сигналы L1–L24 могут маскироваться содержимым 24-разрядного регистра D4, организованного по схеме “последовательный вход—параллельный выход”. Команда записи данных в этот регистр относится ко внутренним командам КК.

Загрузка регистров D6 (W1–W24), D4 (L1–L24) и, соответственно, чтение регистра D5 (R1–R24) производятся по SPI-протоколу (Serial Peripheral Interface) с частотой, кратной частоте работы микроконтроллера, которая равна 16 МГц. Коэффициент деления задается программным образом и выбирается из ряда 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128. По умолчанию коэффициент деления равен 4.

Текущее состояние КК представлено значениями логических уровней на линиях X, Q, I*, LAM. Сигналы с указанных линий поступают, соответственно, на контакты 6, 7, 9 и 8. Их логические состояния считываются по отдельности, после чего из них формируется байт, представляющий слово-состояние КК, который затем передается в ЭВМ.

На лицевой панели расположен двухпозиционный переключатель SA1. Он предназначен для ручного безаварийного прерывания выполняемой КК программы. Если состояние входа EnP соответствует нулевому уровню, то программа на стороне КК переходит в режим ожидания.

К преимуществам данного КК прежде всего можно отнести простоту программирования при использовании встроенных команд ИСР. К недостаткам — относительно невысокое быстродействие при некоторых операциях КК из-за отсутствия в составе ИСР команд побайтного ввода/вывода данных. Например, вывод на магистраль КАМАК 24-разрядного слова занимает примерно 66 мкс. В составе команд самого микроконтроллера ATmega2560 такие операции есть, но их использование приводит к усложнению кода (при этом нередко требуется использование сторонних ИСР) и, как следствие, к росту вероятности появления трудно устранимых ошибок. Для задач, решаемых на отладочном стенде, приоритетом является достоверность измерений за счет минимизации источников ошибок, а не быстродействие. Данный КК был разработан для замены другого контроллера, использовавшегося для связи с компьютером шину ISA.

Внутренние команды, используемые в данном КК:

N(30)A(0)F(0) — чтение слова-состояния КК;

N(30)A(0)F(25) — генерация сигнала Z;

N(30)A(1)F(25) — генерация сигнала C;

N(30)A(2)F(25) — установка Inhibit;

N(30)A(3)F(25) — сброс Inhibit;

N(30)A(4)F(25) — генерация сигнала Start (эта команда введена специально на случай многократного перезапуска какой-либо команды, загруженной в предыдущем цикле);

N(30)A(5)F(25) — запрет прерывания;

N(30)A(6)F(25) — снятие запрета прерывания;

N(30)A(0)F(16) — запись кода маски для сигналов LAM (W1–W24);

N(30)A(7)F(25) — генерация сигнала CReset;

N(30)A(8)F(25) — генерация сигнала ClrW;

N(30)A(9)F(25) — генерация сигнала Clr-Msk-L.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Темников А.Н. // ПТЭ. 2010. №1. С.81–86.
2. Тубольцев Ю.В., Чичагов Ю.В., Хилькевич Е.М., Симуткин В.Д. // ПТЭ. 2010. №1. С.87.

Адрес для справок: Россия, 141980, Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6, Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Лаборатория ядерных проблем (ЛЯП), Сектор №1 научно-экспериментального отдела физики элементарных частиц (НЭОФЭЧ). E-mail: sidorkin@jinr.ru

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ
К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816224040286 EDN: NWSFBA

ОБЗОРЫ

Шелковников Е.Ю., Шляхтин К.А. Особенности реализации время-цифровых преобразователей на базе ПЛИС (обзор). — 28 с., 5 рис.

Цель данного обзора заключается в том, чтобы дать исследователям, занимающимся разработкой время-цифровых преобразователей на ПЛИС, наиболее полное представление о существующих подходах и методах реализации таких преобразователей. В работе приведены наиболее значимые характеристики ВЦП и описаны основные методы измерения временных интервалов, применяемые при реализации ВЦП на ПЛИС. Обозначены основные проблемы, возникающие при разработке таких схем. Кратко рассмотрены элементы ПЛИС, на которых реализуется ВЦП, и процедура калибровки ВЦП. Проанализированы подходы, применяемые для повышения разрешения и снижения нелинейности ВЦП на ПЛИС. Рассмотрены различные структуры шифраторов, применяемых в ВЦП. По результатам проведенного анализа даны рекомендации по разработке ВЦП на базе ПЛИС.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

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

исследования спиновых эффектов в адронных взаимодействиях на ускорительном комплексе У-70. — 26 с., 9 рис.

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

Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М., Аллахвердян В.А., Бардачова З., Белолоптиков И.А., Бондарев Е.А., Борина И.В., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Горшков Н.С., Гресь Т.И., Дворники Р., Джилкибаев Ж.-А.М., Дик В.Я., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А., Дячок А.Н., Елзов Т.В., Заборов Д.Н., Завьялов С.И., Звездов Д.Ю., Кебкал В.К., Кебкал К.Г., Кожин В.А., Колбин М.М., Колигаев С.О., Конишев К.В., Коробченко А.В., Кошечкин А.П., Круглов М.В., Кулепов В.Ф., Лемешев Ю.Е., Мошкунов А.А., Миленин М.Б., Миргазов Р.Р., Наумов Д.В., Николаев А.С., Петухов Д.П., Плисковский Е.Н., Розанов М.И., Рябов Е.В., Сафронов Г.Б., Сеитова Д., Сиренко А.Э., Скурихин А.В., Соловьев А.Г., Сорокинов М.Н., Стромаков А.П., Суворова О.В., Таболенко В.А., Ульзутуев Б.Б., Файт Л., Фомин В.Н., Харук И.В., Храмов Е.В., Чадымов В.А., Чепурнов А.С., Шайбонов Б.А., Шестаков А.А., Шилкин С.Д., Шимковиц Ф., Шипилов Ю.А., Широков Е.В., Штекл И., Эцкерова Э., Яблокова Ю.В. Лазерная калибровочная система нейтринного телескопа BAIKAL-GVD. — 16 с., 11 рис.

Нейтринный телескоп Baikal-GVD находится в озере Байкал в стадии развертывания. Принцип его работы — регистрация черенковского излучения от продуктов взаимодействия нейтрино в водной среде озера трехмерным массивом фотодетекторов. Для калибровки и измерения характеристик регистрирующей системы телескопа используются лазерные источники света, специально разработанные для байкальского проекта. В статье описывается конструкция

калибровочных лазерных источников, а также особенности функционирования таких источников, представлены результаты их эксплуатации в составе установки, обсуждаются вопросы дальнейшего развития лазерной калибровочной системы Baikal-GVD.

Баранов А.Г., Ивашкин А.П., Мусин С.А., Салахутдинов Г.Х., Стрижак А.О. Сцинтилляционные детекторы CsI и $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ со съемом сигнала кремниевыми фотоумножителями с порогом регистрации ниже 200 эВ. — 12 с., 6 рис.

Обсуждаются концепции детекторов из неорганических сцинтилляторов CsI(pure) и $\text{SrI}_2(\text{Eu})$ со съемом светового сигнала матрицами кремниевых фотоумножителей. Данные детекторы предполагается использовать при низких температурах для регистрации сигналов со сверхнизким энерговыделением. Приводятся результаты измерения светосбора прототипов детекторов. Получены удельные светосборы на уровне 30–40 фотоэлектронов на один кэВ выделенной в детекторах энергии. Исследованы зависимости тепловых шумов и оптической связи кремниевых фотоумножителей от температуры. Показано, что использование детекторов при отрицательных температурах позволяет эффективно подавить шумы фотодетекторов и обеспечить порог регистрации на уровне нескольких фотоэлектронов. Данные детекторы могут быть востребованы в различных фундаментальных и прикладных областях, в частности, в физике низкоэнергетических нейтрино.

Басков В.А. Энергетическое разрешение спектрометра с конвертером из ориентированного кристалла. — 16 с., 12 рис.

Ориентированный вдоль оси монокристаллический конвертер, находящийся перед электромагнитным спектрометром, меняет отклик спектрометра, регистрирующего электроны с энергиями в десятки ГэВ. При энергии электронов 26 и 28 ГэВ в зависимости от ориентации, толщины, типа кристаллического конвертера и толщины спектрометра относительное энергетическое разрешение спектрометра улучшается на величину от 15% до 80%.

Гуров Ю.Б., Довбненко М.С., Евсеев С.А., Замятин Н.И., Копылов Ю.А., Розов С.В., Стрелецкая Е.А., Чернышев Б.А., Грубчин Л., Затько Б. Влияние нейтронного облучения на характеристики SiC- и Si-детекторов. — 10 с., 7 рис.

Представлены характеристики детекторов на основе кремния (Si) и карбида кремния (SiC), которые были облучены интегральными потоками нейтронов $\Phi = 5.1 \cdot 10^{13}$, $5.4 \cdot 10^{14}$ и $3.4 \cdot 10^{15}$ н/см² (1 МэВ/Si). Обнаружено, что для всех облученных образцов проводимость чувствительной области становится близкой к собственной. С помощью α -частиц было установлено, что для Si-детекторов, облученных минимальным потоком $5.1 \cdot 10^{13}$ н/см², эффективность собирания заряда (η) не превышает 1.5 %. Для SiC-детекторов, облученных аналогичным потоком, $\eta = 96\%$,

а при облучении средним и максимальным потоками η уменьшилась до 70 и 1.5% соответственно. Таким образом, показано, что ухудшение работоспособности SiC-детекторов наступает при существенно более высоких дозовых нагрузках, чем при использовании Si-приборов.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Shuangbao Shu, Ziqiang Yang, Shurui Zhang, Jiayao Wang, Yong Wang. Development of an MDSPlus-based data acquisition and management system for Tokamak devices — 13 p., 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In Tokamak experiments, the MDSPlus database is commonly used for data management. It collects and stores data from each subsystem. However, the complexity and high coupling of the system make it vulnerable to failure. If one module malfunctions, it can cause the entire system to collapse, hindering future maintenance and expansion. To address this issue, this paper proposes a data acquisition and management system based on the PCI-1706 Multi-channel synchronous data acquisition cards and the MDSPlus database, along with a data Scope program. The data acquisition system employs a multi-process design to achieve synchronization among multiple channels by using an external clock and trigger signal. Meanwhile, the data management system utilizes MDSPlus, and a client Scope program is developed to enable remote data access and analysis. The reflection memory card is employed to establish a network for data interaction between the server and the acquisition machine, enhancing storage speed. Experimental tests have confirmed the multi-card and multi-channel synchronous acquisition functions of the data acquisition system, as well as the remote data access capability of the Scope program. This system exhibits advantages such as low cost, simple structure, stable operation, and easy maintenance. It proves to be effective in Tokamak device experiments and can also serve as a reference for other data management systems.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Авдзейко В.И., Дроздова А.А., Рулевский В.М., Ляпунов Д.Ю. Исследование воздействия дестабилизирующих факторов на параметры силовых элементов конверторов. — 17 с., 3 рис.

Проведено исследование воздействия основных 10 дестабилизирующих факторов на параметры силовых элементов конверторов. Конверторы, работающие в ключевом режиме, создают пульсации напряжения и тока в питающей сети и на входе подключаемых потребителей. Для уменьшения величины пульсаций предлагается использовать схемы с неполным диапазоном регулирования выходного напряжения, формирующие постоянную нерегулируемую и импульсную регулируемую составляющие в форме потребляемого тока и напряжения на входе выходного фильтра. В таких схемах нерегулируемая

составляющая обеспечивает передачу электроэнергии потребителям без регулирования и фильтрации ее параметров, а снижение амплитуды регулируемой импульсной составляющей позволяет уменьшить индуктивность дросселей и емкость конденсаторов входных и выходных фильтров, следовательно, улучшить их массогабаритные показатели. Установлена зависимость размаха пульсаций тока дросселей и напряжения на конденсаторах фильтров от величины относительной импульсной составляющей напряжения. Исследование проведено на модели конвертора, созданной с использованием программы MATLAB Simulink. Результаты исследований получены для схем с неполным и полным диапазонами регулирования выходного напряжения, анализ которых доказал перспективность предложенной схемы.

Аткин Э.В., Норманов Д.Д., Ямалиев С.И., Серазетдинов А.Р., Солин А.А., Усенко Е.А. Описание прототипа считывающей электроники для емкостных детекторов. — 10 с., 10 рис.

Представлено описание прототипа считывающей электроники для емкостных детекторов на основе специализированной интегральной микросхемы (СИМС), разработанной специально для съема и предварительной обработки сигналов с плоских резистивных камер эксперимента SPD (Spin Physics Detector) на строящемся коллайдере НИКА ОИЯИ (г. Дубна). Восьмиканальная микросхема оптимизирована для работы с детекторами, имеющими характеристический импеданс считывающих электродов в диапазоне 35–110 Ом при приведенном ко входу эквивалентном малом шумовом заряде не более 2500 электронов. В СИМС предусмотрены регулировки порога по величине приведенного ко входу заряда в диапазоне 10–450 фКл, гистерезиса пороговой характеристики в диапазоне 0–12%, а также времени расширения сигнала в диапазоне 0.5–100 нс. Схема была оптимизирована для уменьшения джиттера по переднему фронту (менее 10 пс) и энергопотребления (менее 25 мВт на один канал). Представлены структурная и электрическая схемы, показаны результаты моделирования ключевых сложно-функциональных блоков и общий вид топологии спроектированной СИМС.

Беседин И.С., Пологов И.Е., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П., Карпов А.В. Невырожденный параметрический СВЧ-усилитель на контактах Джозефсона $Nb/AlO_x/Nb$ с квантовым уровнем шумов для обработки квантовой информации. — 15 с., 8 рис.

Представлены результаты разработки сверхпроводящего параметрического СВЧ-усилителя на контакте Джозефсона (ДПУ), предназначенного, в частности, для считывания состояний сверхпроводящих кубитов. Продемонстрированы добавленный шум усилителя, близкий к квантовому пределу, и режим невырожденного четырехволнового усиления. Создание схемы ДПУ на основе ниобиевой технологии представляет значительный практический интерес

в связи с долговечностью ниобиевых схем и с более высокой критической температурой материала по сравнению с распространенной алюминиевой технологией. Невырожденный режим работы ДПУ удобен для частотного разделения каналов сигнала и накачки. Микросхема усилителя состоит из четвертьволнового копланарного резонатора с массивом из трех СКВИДов.

Жарков Я.Е., Кириллов А.С., Мошкун С.И., Прокофьев А.Б., Хомич В.Ю. Метод оптимизации распределения емкостей конденсаторов в составе умножителя напряжения по критерию массомощностных характеристик. — 13 с., 10 рис.

Проведена численная оптимизация величин емкостей в составе умножителя напряжения путем параметрической оптимизации с применением программ *LTSpice* и *Matlab*. Определены оптимальное число каскадов устройства, характер распределения емкостей и значения емкостей конденсаторов в его составе для достижения требуемого выходного напряжения. Проведено сравнение оптимизационных распределений емкостей, полученных при использовании идеальных диодов и диодов на основе карбида кремния марки GB02SLT12-214. Показано, что распределение емкостей, полученное в результате решения задачи оптимизации, позволяет снизить массу устройства и потери энергии в диодах.

Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Генератор мощных наносекундных импульсов квазипрямоугольной формы. — 8 с., 9 рис.

Разработан генератор мощных наносекундных импульсов, содержащий накопительный конденсатор, отрезок коаксиального кабеля, а также замыкающий и размыкающий полупроводниковые ключи. При напряжении зарядки накопительного конденсатора генератор с напряжением 12 кВ позволяет коммутировать в нагрузку 75 Ом квазипрямоугольные импульсы напряжения с амплитудой около 26 кВ, фронтом длительностью примерно 4 нс и спадом длительностью примерно 6 нс. Длительность импульсов по полувысоте составляет около 45 нс, “джиттер” относительно внешнего запускающего сигнала менее 2 нс. Показана возможность увеличения выходной мощности генератора и длительности импульсов выходного напряжения.

Ломоносов А.А., Кубраков Р.В., Филиппенко Л.В., Козулин Р.К., Крупенин В.А., Корнев В.К., Тарасов М.А. Четырехфотонный джозефсоновский параметрический СВЧ-усилитель бегущей волны. — 10 с., 11 рис.

Джозефсоновские параметрические усилители бегущей волны могут обладать широким частотным диапазоном усиления, высокой чувствительностью и низким уровнем шума, что делает их перспективными для квантовых вычислений, систем считывания матричных приемников, спектроскопии, одnofотонных детекторов и др. В данной работе исследованы

образцы параметрических усилителей бегущей волны на основе трехслойной структуры Nb/AlOx/Nb типа сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС) с единичной ячейкой типа SNAIL (Superconducting Nonlinear Asymmetric Inductive elements) из кинетической индуктивности четырех СИС-переходов и нелинейной индуктивности меньшего СИС-перехода. Ячейки поочередно включены в противофазе по магнитному потоку, что обеспечивает перемену знака керровской нелинейности и уменьшение рассогласования по фазе для частоты накачки, частоты сигнала и зеркальной частоты. Измерены спектры пропускания образцов при температурах 4.2 К и 2.8 К в диапазоне частот 0.1–6 ГГц.

Сергеев А.И. Активное подавление пульсаций выходного напряжения высоковольтных источников напряжения. — 7 с., 3 рис.

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

Сергеев А.И. Защита источников напряжения от токовой перегрузки. — 5 с., 2 рис.

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

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Алферов В.Н., Васильев А.Н., Васильев Д.А., Кормилицын В.А., Лутчев А.В., Мещанин А.П., Минаев Н.Г., Мочалов В.В., Рыков В.Л., Рябов А.Д., Рябова Т.Д., Семенов П.А., Соловьев В.А., Федорченко В.Н., Холкин А.Н. Система измерения поля в широкоапертурных магнитах физических установок на ускорительном комплексе У-70. — 21 с., 10 рис.

Приведено описание системы магнитных измерений в больших объемах на основе датчиков Холла, разработанной в НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ, вместе с примером ее практического использования для измерения топографии поля спектрометрического магнита эксперимента СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70. В этих измерениях особое

внимание было уделено калибровкам, контролю за стабильностью параметров, точности позиционирования датчиков в апертуре магнита и их ориентации. Представлены также дальнейшее развитие системы и изучение ее возможностей для улучшения точности и сокращения времени измерений и в целом для повышения гибкости в применениях.

Аульченко В.М., Винник А.Е., Глушак А.А., Зарубин А.Н., Корниевский М.А., Скакунов М.С., Толбанов О.П., Тяжев А.В., Шехтман Л.И. Разработка быстрого монитора положения и интенсивности пучка синхротронного излучения для экспериментов по изучению быстропротекающих процессов. — 14 с., 16 рис.

Представлена предлагаемая концепция конструкции и устройства электроники быстрого монитора положения и интенсивности пучка синхротронного излучения. В качестве возможных детекторов для быстрого монитора пучка в статье исследуются сенсоры на основе радиационно-стойких материалов, лейкосапфира и карбида кремния. Испытания детекторов на основе лейкосапфира и карбида кремния показали, что оба материала подходят в качестве фотодетекторов для регистрации быстрых сигналов от коротких вспышек белого пучка синхротронного излучения от каждого сгустка электронов в накопителе. Токовые импульсы, генерируемые детекторами на основе этих материалов, имеют длительность до 20 нс. При этом сигнал, генерируемый сенсором на основе карбида кремния, превышает соответствующий сигнал от сенсора на основе лейкосапфира в 3.9 раза при условии одинаковой толщины сенсоров.

Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козлов А.А., Резвазов В.О., Якубов Р.Х. Результаты использования анода управляемого искрового разрядника в качестве зонда Ленгмюра. — 14 с., 9 рис.

Использование одного из электродов малогабаритного вакуумного искрового разрядника в качестве одиночного зонда Ленгмюра позволило, не нарушая условий формирования инициирующего разряда, зафиксировать с высоким временным разрешением потоки заряженных частиц и плазмы, эмиттируемые из системы поджига, и измерить их основные параметры. Обнаружена эмиссия надтепловых электронов и ионов турбулентной плазмы. Методом интегрирования по времени сигнала с зонда подтверждена гипотеза о том, что аномально большой ионный ток насыщения на зонд связан с раскачкой в плазме электростатических колебаний. Обнаружены признаки макроскопического разделения зарядов на переднем фронте плазменного потока. Проведена оценка энергий надтепловых частиц, электронной температуры и плотности эмиттируемой плазмы. Зондовый метод показал себя вполне надежным и продуктивным инструментом для изучения быстропротекающих процессов.

Ионин А.А., Киняевский И.О., Козлов А.Ю., Сеницын Д.В. Спектрограф на базе

пироэлектрической линейки для длинноволновой области среднего ИК-диапазона. — 9 с., 5 рис.

Разработан компактный ИК-спектрограф на базе линейки пироэлектрических датчиков, действующий в области длины волны 10 мкм, что мотивировано различными задачами, требующими оперативного измерения спектральных характеристик многочастотного излучения в этом спектральном диапазоне. Работа спектрометра протестирована с помощью перестраиваемого по длине волны CO_2 -лазера. При фиксированном положении дифракционной решетки спектрометр охватывает интервал длин волн примерно 0.6 мкм (диапазон волновых чисел около 50 см^{-1}) со спектральным разрешением примерно 0.02 мкм (что составляет примерно 0.2 см^{-1}), которое позволяет надежно разделить две соседние линии CO_2 -лазера.

Куркучев В.В., Кандауров И.В., Абед Н., Никифоров Д.А., Таныгина Д.С. Применение флуоресцентного экрана Chromox для диагностики импульсного электронного пучка низкой энергии. — 11 с., 7 рис.

Сообщается о результатах применения флуоресцентного экрана из алюмооксидной керамики Chromox для измерения распределения плотности тока в поперечном сечении интенсивного импульсного электронного пучка низкой энергии. Были исследованы свойства экрана с напылением золота разной толщины: 30 и 300 нм. Покрытие толщиной 30 нм обладает хорошей проводимостью и при этом достаточной прозрачностью (около 5%) для излучения флуоресценции, что позволяет визуализировать двумерную картину распределения тока пучка с хорошим пространственным разрешением. Однако такое покрытие демонстрирует ограниченную устойчивость к воздействию пучка с током не менее 1.5 А (более 0.6 А/см^2), энергией 15 кэВ, длительностью 1 мс. Покрытие толщиной 300 нм обладает значительно большей устойчивостью, но не прозрачно для излучения флуоресценции, поэтому изображение регистрировалось “на просвет” пластины сцинтиллятора. Такой подход позволяет получить изображение отпечатка пучка, однако с несколько худшим пространственным разрешением.

Лавринов В.В., Антошкин Л.В., Лавринова Л.Н., Селин А.А. Коррекция наклонов волнового фронта на стенде адаптивной оптической системы. — 9 с., 7 рис.

Описаны принципы действия и практическая конструкция элементов созданного экспериментального стенда следящей адаптивной оптической системы для формирования и коррекции турбулентных искажений лазерного излучения. Стенд позволяет осуществлять эмуляцию атмосферной турбулентности с возможностью ее повторного воспроизведения для настройки адаптивной системы, корректировать искажения, обусловленные атмосферной турбулентностью, а также корректировать общие наклоны волнового фронта. Приведены результаты испытаний разработанного

Tip—Tilt-зеркала в составе следящей адаптивной оптической системы.

Лебедев А. В. Измерение кривых намагничивания магнитных жидкостей: сравнение метода дифференциальной прогонки и вибрационного магнитометра. — 16 с., 5 рис.

Предложена конструкция установки для измерения кривых намагничивания методом дифференциальной прогонки. На установке, описанной в данной работе, исследовались как классические магнитные жидкости, так и образцы, полученные их отверждением. Результаты сравниваются с данными, полученными с помощью вибрационного магнитометра: намагниченность магнитной жидкости вибрационным магнитометром имеет существенно заниженные величины по сравнению с дифференциальным методом, однако при измерениях намагниченности отвержденного образца магнитной жидкости наблюдается полное совпадение результатов. Обнаруженное расхождение объяснено образованием в магнитной жидкости агрегатов из частиц под действием магнитного поля. Выполненные оценки относительного запаздывания движения агрегатов согласуются с наблюдаемым расхождением в величине намагниченности.

Салахутдинов Г.Х., Иванов К.А., Григорьева И.Г., Кушин В.В., Рупасов А.А., Цымбалов И.Н., Савельев-Трофимов А.Б., Бусыгина И.А., Наумов П.Ю. Исследование спектрального состава рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы термолуминесцентными детекторами. — 12 с., 4 рис.

Описана и экспериментально апробирована методика, предназначенная для проведения исследований спектрального состава рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы в широком диапазоне энергий квантов от 1 кэВ до почти 1 МэВ на основе термолуминесцентных детекторов из фторида лития LiF(Mg,Ti) . Одновременно проводились измерения полупроводниковыми детекторами матричного типа. Результаты измерений параметров плазмы при воздействии фемтосекундного импульса с пиковой интенсивностью около 10^{18} Вт/см^2 на металлическую (медную) мишень демонстрируют хорошее совпадение данных с приборов разных типов как с точки зрения определения формы спектра, так и коэффициента преобразования энергии лазерного импульса в поток квантов. Получены оценки температуры горячих электронов, которая превышает 100 кэВ, определен поток квантов К-линий меди, который превышает 109 за выстрел. Рассмотрены преимущества и ограничения методик измерения спектра в задачах лазерно-плазменного взаимодействия.

Сандуляк Д.А., Сандуляк А.А., Ершова В.А., Сандуляк А.В., Полисмакова М.Н., Харин А.С. Реализация магнитно-реологического метода контроля магнитной восприимчивости частицы при обеспечении ее искусственного зависания. — 9 с., 1 рис.

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

Сафронов К.В., Флегентов В.А., Горохов С.А., Шамаева Н.Н., Тищенко А.С., Замураев Д.О., Шамраев А.Л., Ковалева С.Ф., Федоров Н.А., Дубровских С.М., Пилипенко А.С., Кустов А.С., Шибаков Е.А., Потапов А.В. Применение лазер-плазменного ускорителя протонов для исследования одиночных радиационных эффектов в микроэлектронном устройстве. — 11 с., 6 рис.

На фемтосекундной лазерной установке мощностью 200 ТВт проведены эксперименты по облучению пучками ускоренных лазером протонов микроконтроллера, изготовленного по топологической норме 180 нм. Частицы с энергиями до 6 МэВ генерировались на тыльной поверхности алюминиевых фольг толщиной 6 мкм. После облучения в памяти микроконтроллера зарегистрированы сбои. Установлено, что сбои носят характер одиночных радиационных эффектов, восстановлено сечение данных эффектов. Проведенные эксперименты демонстрируют возможность применения лазерных ускорителей для исследования одиночных радиационных эффектов в микроэлектронных устройствах под действием низкоэнергетичных протонов.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Chunying Xu, Chengyu Yang, Xinjie Wu, Ruixin Liang, Yu Zhou, Jiawang Chen, Chen Cao, Chuliang Wei. Study on health condition monitoring system and multi-state quantity fusion evaluation of bridge cable. — 19 p, 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

To achieve timely and effective monitoring of the health status of bridge power cables, as well as to address the deficiencies in the existing monitoring system such as incomplete functional and state evaluation, we propose a multi-parameter state monitoring system based on fiber Bragg grating (FDG) sensing technology and microelectromechanical systems (MEMS) sensing

technology. This system enables vibration, strain, temperature, and deformation measurements of both the bridge power cable and its expansion compensation device. In order to comprehensively evaluate the health status of the bridge power cable, we introduce a comprehensive fusion model for multi-state assessment. Furthermore, to enable real-time monitoring capabilities, we have developed a web-based monitoring system that can receive real-time sensor data and present it to users through an intuitive visual interface. Finally, by applying our proposed model to Zhoushan–Daishan Bridge in Zhoushan city as an example, we validate its feasibility and effectiveness in enhancing performance and practicality of bridge power cable monitoring systems.

Акулиничев С.В., Гаврилов Ю.К., Джилкибаев Р.М. Позиционно-чувствительный черенковский монитор протонного пучка. — 11 с., 5 рис.

Представлены результаты исследования нового черенковского монитора протонных пучков с большим импульсным током. Для пучков протонов с энергией 160 МэВ и импульсным средним током 1 мА получено хорошее согласие измерений монитора с данными пленочного детектора Gafchromic и индукционного датчика тока. Проведены стендовые измерения координаты положения светового потока, имитирующего световой образ протонного пучка в радиаторе двухкоординатного монитора. Представлен сравнительный анализ алгоритмов восстановления координаты положения светового пучка с результатами моделирования монитора.

Калаев М.П., Телегин А.М., Воронов К.Е. Экспериментальное исследование сеточного датчика для измерения вектора скорости микрометеороидов и частиц космического мусора. — 9 с., 7 рис.

Приведено описание прототипа датчика для измерения вектора скорости микрометеороидов и частиц космического мусора на основе сеточных металлических электродов. Представлены результаты экспериментального исследования и предложения по дальнейшей модификации системы измерения.

Костенко М.А., Матросов И.И., Зарипов А.Р., Таничев А.С., Волков В.К., Коркишко С.Д., Петров Д.В. КР-газоанализатор, основанный на многомодовом диодном лазере. — 14 с., 5 рис.

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

достигнутое отношение сигнал/шум позволяет детектировать любой тип молекул, концентрация которых превышает 1 %.

Мерзликин Г.В., Коконцев Д.А., Яковлев И.А., Акулиничев С.В. Оценка точности дозиметрии протонных пучков пленочными детекторами. — 10 с., 5 рис.

Исследованы теоретические и экспериментальные характеристики глубинных дозовых распределений протонов в области пика Брэгга. Использованы расчеты методом Монте-Карло в программном пакете TOPAS MC и экспериментальные данные, полученные на сильноточном линейном ускорителе протонов ИЯИ РАН с помощью пленочных детекторов и ионизационных камер. Рассмотрены взаимосвязь полученных значений и корректность применения детекторов для измерения поглощенной дозы. Получено совпадение рассчитанных и измеренных с помощью ионизационных камер дозовых распределений для начального и модифицированного пиков Брэгга и показана возможная взаимосвязь значения линейной передачи энергии и точности измерения дозы с пленочными детекторами. Обнаруженное в области пика Брэгга расхождение показаний пленочных детекторов, с одной стороны, и расчетных значений и показаний ионизационных камер, с другой стороны, может быть существенным при облучении биологических объектов, в том числе и в режимах FLASH-терапии.

Никифоров В.Е., Барков Е.В., Никифоров Е.В. Измерение энергетических параметров инсоляции в условиях наземной эксплуатации фотоэлектрических модулей. — 8 с., 3 рис.

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

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Shuai Yuan,, Zebin Wang , Yongliang Yang. AFM probes depth estimation from convolutional neural

networks based defocus depth measurement. — 15 p, 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Atomic force microscopy (AFM) is a valuable method for measuring the surface properties of a sample, where the accurate estimation of the relative distance between the probe and the sample (depth) is a prerequisite for fast, accurate measurement. This paper uses geometric optical modeling to establish a function model between the blur amount in the AFM probe image and depth. This model estimates the depth by the lens via the blur information of strong edge images according to the characteristics of a small depth of field and multiple blurs in microscopic images. To estimate the probe position, the study embedded the convolutional block attention module attention mechanism model into the Resnet18 network, allowing the network to learn blur target classification under different depths. After being trained with a custom dataset, the neural network achieved 99.26% accuracy and the error of 1.25 μm in the measurement range to $\pm 100 \mu\text{m}$. In actual operational application, the neural network achieved an accuracy of 90.10% with an error of 1.35 μm over a measurement range of $\pm 100 \mu\text{m}$. Experimental results illustrate the effectiveness of the proposed method, and have guidance in implementing efficient, accurate, and fully automatic probe depth estimation.

Гарифуллин И.Ш., Солнышкина О.А., Батыршин Э.С. Изготовление стеклянных микрофлюидных чипов для исследования процессов вытеснения в пористых средах. — 24 с., 10 рис.

Представлен эффективный подход к изготовлению стеклянных микрофлюидных чипов для исследования физико-химических процессов на масштабе пор при многофазном течении в пористых средах, включающий в себя описание выбора материала, способов формирования микроканалов и склейки подложек, а также изготовления оснастки для фиксации чипа и подключения к источникам флюидов. Основное преимущество предлагаемого способа связано с доступностью используемых материалов и относительной простотой изготовления. В то же время изготовленные таким образом чипы обладают хорошими механическими свойствами, высокой оптической прозрачностью и химической инертностью. В работе изучается влияние различных параметров обработки материалов при изготовлении чипов на их характеристики и свойства. Полученные результаты могут быть использованы широким кругом исследователей при разработке собственных микрофлюидных платформ на основе стеклянных чипов не только для изучения многофазной фильтрации в пористых средах, но и для проведения химических реакций и различных исследований в области биомедицины.

Головастов С.В., Голуб В.В., Жилин Ю.В., Микушкин А.Ю., Микушкина А.А., Мирова О.А. Сравнительные исследования характеристик различных пьезоэлектрических датчиков давления. — 13 с., 8 рис.

Приведены результаты сравнительных исследований характеристик различных пьезоэлектрических датчиков для измерения импульсных давлений. Определены их чувствительности и инерционности, а также влияния стационарной температуры и импульсных тепловых потоков на результаты измерений. Определены условия линейности характеристик в условиях экспериментов. Определены условия возникновения наблюдения “теплого дрейфа нуля”, характеризующего влияние теплового нагрева на показания датчиков давления. Исследования проводились в ударной трубе, на специальном градуировочном стенде и на стенде, создающем ступенчатый импульс лучистого теплового потока.

Деринг Е.Д., Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э. Использование метода молекулярно-пучковой масс-спектрометрии для исследования процесса рассеяния частиц кластированного газового потока. — 14 с., 7 рис.

Метод молекулярно-пучковой масс-спектрометрии (МПМС) адаптирован на газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 для исследования процесса рассеяния частиц свободномолекулярного газового потока на частицах фонового окружения. Проведена верификация использованной методики в неконденсирующихся потоках, результаты измерения эффективных сечений рассеяния атомов аргона и молекул азота сопоставлены с известными литературными данными. Исследован процесс рассеяния атомов и малых кластеров (олигомеров) аргона на находящемся в фоновом пространстве диоксиде углерода при различных средних размерах кластеров, образующихся в потоке $\langle N \rangle$. При $\langle N \rangle \approx 48$ полученные значения сечений рассеяния для атомов, димеров и тримеров аргона составили 39, 17 и 6 Å² соответственно. Установлено, что с ростом среднего размера кластеров в потоке эффективное сечение рассеяния атомов аргона уменьшается. Обсуждаются причины возникновения обнаруженного эффекта, а также особенности использования МПМС для исследования сверхзвуковых кластированных потоков.

Зарвин А.Е., Каляда В.В., Деринг Е.Д., Дубровин К.А. Измерение поперечных профилей интенсивности молекулярного пучка. — 9 с., 5 рис.

Описан и верифицирован метод регистрации интенсивности в поперечном сечении молекулярного пучка. Предложена и испытана схема учета влияния фонового газа. Полученные результаты измерений в потоках аргона и азота продемонстрировали прямую зависимость формы и ширины поперечных профилей молекулярного пучка от числа Маха на входе в скиммер, а также среднего размера кластеров в условиях конденсирующихся сверхзвуковых струй.

Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Дубровин К.А., Деринг Е.Д., Художитков В.Э. Моделирование истечения сверхзвуковых струй

в разреженную среду в импульсных режимах. — 13 с., 10 рис.

Проанализировано применение электромагнитных клапанов для генерации импульсных режимов истечения сверхзвуковой струи высокой плотности в секундном и субмиллисекундном диапазонах. Показано, что “медленные” клапаны секундного диапазона не позволяют достичь квазистационарного режима с высоким расходом газа по сравнению со стационарным истечением; “быстрые” клапаны субмиллисекундного диапазона генерируют газовые импульсы с параметрами, необходимыми для моделирования режимов с высоким расходом, при давлениях фонового газа, не перегружающих высоковакуумную откачную систему. Установлено, что субмиллисекундный клапан обеспечивает возможность моделирования в импульсе мгновенных расходов до нескольких десятков граммов продукта в секунду при давлениях в форкамере до 2 МПа и давлении в окружающем пространстве ниже нескольких Па. Реализован комплект звуковых и сверхзвуковых сопел с электромагнитным клапанным устройством, системами энергопитания и управления, обеспечивающими истечение газа из форкамеры сопла в течение регулируемого промежутка времени, от 0.3 до 1.5 мс, с заданной скажностью, варьируемой в пределах от нескольких десятков до тысяч. Сформированные газовые импульсы имеют трапецевидную форму с квазистационарным ядром.

Лебедева Е.Г. Способ определения газосодержания в двухфазной смеси по величине падения давления в потоке при ее движении — 13 с., 3 рис.

При движении по участку трубопровода двухфазной смеси затрачивается энергия. Энергетические затраты на транспорт потока определяются падением давления и объемным расходом смеси. В статье показана зависимость потерь давления при транспортировке двухфазного потока от объемного и массового газосодержания. Представлен способ определения газосодержания в двухфазном потоке в зависимости от величины потерь давления на трение. Представлены основные расчетные данные для оценки газосодержания в двухфазном потоке в зависимости от величины потери давления на транспортировку двухфазного и аналогичного по массовому расходу однофазного потока. Представлена модель экспериментальной установки в виде участка трубопровода с пьезометрами для определения потерь давления на трение, предназначенная для определения в потоке содержания примеси газа. При определении потери давления использована гомогенная модель двухфазной смеси — как наиболее подходящая при малом содержании газа (пара) в потоке жидкости. В статье также приводится принципиальная схема стенда, применяемая для изучения двухфазных потоков в лабораторных условиях.

Марухно А.С., Эдельман В.С. Рефрижератор глубокого охлаждения субтеггерцевых детекторов для радиоастрономических исследований. — 8 с., 4 рис.

Описан криостат растворения, предназначенный для проведения в сумеречное время, когда наблюдение в оптическом диапазоне еще невозможно, работу в миллиметровом диапазоне на оптическом телескопе с зеркалом диаметром 6 м. Криостат, охлаждающий детектор вплоть до температуры 0.1 К, построен по схеме растворения ^3He в ^4He с циркуляцией ^3He благодаря его конденсации на холодной стенке, охлаждаемой сорбционной откачкой чистого жидкого ^3He из отдельного объема. Рабочие условия обеспечиваются контактом со стабилизирующим блоком, в котором накапливается 0.6 л жидкого ^4He при активной работе рефрижератора Гиффорда–Мак-Магона за время между циклами измерений. Во время измерений рефрижератор выключается, что полностью исключает вибрации, мешающие измерениям.

Шантарович В.П., Бекешев В.Г., Кевдина И.Б., Иким М. И., Трахтенберг Л.И. Влияние морфологии импрегнированных композитов на их проводящие свойства и аннигиляцию позитронов. — 14 с., 5 рис.

Методом импрегнирования наночастиц оксида индия солью нитрата никеля синтезированы композиты $\text{NiO-In}_2\text{O}_3$. Исследованы их фазовый состав и микроструктура, а также проводимость в широком интервале температур. Введение оксида никеля в композит приводит к увеличению его сопротивления. В полученных композитах изучены распределения по времени аннигиляционного излучения позитронов. Результаты согласуются с данными исследований свободного объема в образцах методом низкотемпературной сорбции азота. Продемонстрирована

возможность наблюдения точечных заряженных дефектов или их кластеров в металлооксидных композициях позитронным методом. Наблюдается корреляция изменения сопротивления импрегнированных образцов оксида индия и интенсивности позитронной компоненты, связанной с аннигиляцией в точечных заряженных дефектах.

Шелковников Е.Ю., Гуляев П.В., Ермолин К.С. Устройство микромаркировки образцов на основе гравировального станка. — 13 с., 6 рис.

Работа относится к области контактной силовой нано- и микролитографии, применяемой для маркировки образцов и разметки участков поверхности, исследуемых с помощью микроскопов высокого разрешения. Описано устройство маркиратора, построенного на базе серийного гравировального станка Generic-CNC2418 с числовым программным управлением в G-кодах и использующего вольфрамовую иглу в качестве рабочего инструмента. Описан процесс управления приводами станка для формирования маркировки, основанный на контроле контактирования иглы с поверхностью посредством оптического микроскопа. Маркировка, получаемая с помощью таких игл, представляет собой рисунок отдельных отпечатков (паттерн) иглы. Приводы маркиратора обеспечивают точность позиционирования 10 мкм. Поперечный размер получаемых отпечатков маркировки при этом составляет 10–15 мкм. Маркиратор рекомендуется использовать для поверхностей с шероховатостью Ra не более 0.1 мкм и твердостью по Моосу не более 7.5.